

Ein Interferenzfilter-Aktinograph zur optischen Bestimmung des atmosphärischen Gesamtwasserdampfgehaltes

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Ludwig-Maximilians-Universität
zu München

vorgelegt von
Heinrich Quenzel
aus Waltershausen in
Thüringen

1965

1. Berichterstatter: Prof. Dr. F. MÖLLER

2. Berichterstatter: Prof. Dr. Dr. H. SCHÖBER

Tag der mündlichen Prüfung: 26. Mai 1965



Ein Interferenzfilter-Aktinograph zur optischen Bestimmung des atmosphärischen Gesamtwasserdampfgehaltes *

Von

H. QUENZEL

Meteorologisches Institut der Universität München

Mit 16 Abbildungen im Text

(Eingegangen am 1. November 1965)



Zusammenfassung

Es wird ein mit Interferenzfiltern ausgerüsteter Aktinograph zur Bestimmung des Gesamtwasserdampfgehaltes der Atmosphäre beschrieben. Dazu wird die Extinktion der Sonnenstrahlung in schmalen Spektralbereichen mit und ohne Wasserdampfabsorption (Absorptions- und Referenzbereiche) gemessen. Zur Eichung werden die Meßwerte mit dem aus Radiosondenaufstiegen ermittelten atmosphärischen Wasserdampfgehalt verglichen.

Die Theorie enthält eine Reihe von Annahmen, die überprüft wurden. Im einzelnen wurde untersucht, welche Einflüsse die selektive atmosphärische Absorption in den Referenzbereichen, die Wellenlängenabhängigkeit des Kontinuum-Extinktionskoeffizienten und die Druck- und Temperaturabhängigkeit der Wasserdampfabsorption auf die Genauigkeit der Wasserdampfbestimmung hat. Es wurde auch kontrolliert, ob es zulässig ist, die tabellierten relativen Wasserdampfmassen zu verwenden, um den bei beliebigen Sonnenständen gemessenen Wasserdampfgehalt im schrägen Weg durch die Atmosphäre auf den Wasserdampfgehalt in einer vertikalen Säule der Atmosphäre zu reduzieren.

Summary

An actinograph equipped with interference filters for the determination of the total atmospheric water vapor content is described. For this purpose the extinction of the solar radiation in narrow spectral regions with and without water vapor absorption is measured. For calibration the measured values of the atmospheric water vapor content are compared with those determined from radio sonde ascents.

The theory contains a number of assumptions which were examined. The influence of selective atmospheric absorption within the reference regions, of the wave length dependency of the continuum extinction coefficient, and of the pressure and temperature dependence of the water vapor absorption on the accuracy of the measurements of water vapor content were studied. It was also checked whether it is possible to use the tabulated relative water vapor masses for the reduction of measurements in a slanting path at arbitrary solar zenith distances to water vapor contents in a vertical air column.

Résumé

L'auteur décrit un actinographe équipé de filtres à interférence pour la détermination du contenu total de la vapeur d'eau dans l'atmosphère. Il mesure aussi l'extinction du rayonnement solaire dans de petits domaines spectraux avec ou sans absorption de la vapeur d'eau. En vue de l'étalonnage l'auteur compare les valeurs des mesures avec les valeurs du contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère, déduites des radiosondages.

* Erschienen in: Beiträge zur Physik der Atmosphäre, Bd. 39, S. 112–144 (1966).

La théorie comprend une série d'hypothèses qui ont été vérifiées. L'auteur examine en détail l'influence, sur la précision de la détermination du contenu en vapeur d'eau, de l'absorption atmosphérique sélective dans les domaines de référence, de la variabilité des coefficients d'extinction en fonction de la longueur d'onde dans le domaine continu, de la pression et de la température sur l'absorption de la vapeur d'eau. L'auteur a aussi contrôlé s'il est permis d'utiliser les masses relatives de vapeur d'eau connues, afin de déduire la teneur en vapeur d'eau d'une colonne verticale d'air des teneurs mesurées dans le cas d'une colonne oblique, c'est-à-dire dans le cas où le soleil se trouve à une hauteur quelconque au-dessus de l'horizon.

Einleitung

Seit 1959 wurden — zunächst am Meteorologisch-Geophysikalischen Institut der Universität in Mainz, seit 1960 am Meteorologischen Institut der Universität in München — unter Leitung von Prof. Dr. F. MÖLLER spektrale Messungen der infraroten Emission der Atmosphäre vom Boden aus durchgeführt. Zur Interpretation dieser Messungen ist es notwendig, als wichtigste Einflußgröße den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre zur Zeit und am Ort der Messungen zu kennen.

Es war deshalb wünschenswert, ein Gerät zu entwickeln, das wenigstens den Gesamtwasserdampfgehalt der Atmosphäre, wenn auch nicht seine vertikale Verteilung, laufend hinreichend genau zu bestimmen gestattet. Es wurde daher ein mit Interferenzfiltern ausgestatteter Aktinograph entwickelt und bei den Messungen der spektralen Strahldichte der infraroten Gegenstrahlung in München, in S. Àgata/Italien und auf dem Jungfraujoch eingesetzt. Der damit bestimmte Gesamtwasserdampfgehalt der Atmosphäre dient zusammen mit der gemessenen Feuchte am Boden zur Entscheidung, welche aerologischen Sondierungen aus der Umgebung als repräsentativ anzusehen sind für die Verhältnisse am Meßplatz. Diese Anwendung ist beschrieben bei BOLLE, MÖLLER und QUENZEL (1962), BOLLE, MÖLLER und ZDUNKOWSKI (1963), BOLLE, QUENZEL und ZDUNKOWSKI (1963) und BOLLE (1963).

Zur Bestimmung des atmosphärischen Gesamtwasserdampfgehaltes bietet sich die Absorption der direkten Sonnenstrahlung durch den Wasserdampf an. Nach diesem Verfahren sind zwar Messungen bei bedecktem Himmel nicht möglich; aber dann werden Messungen der Gegenstrahlung auch kaum durchgeführt. Geräte zur aktinometrischen Bestimmung des Gesamtwasserdampfgehaltes wurden schon mehrfach in der Literatur beschrieben. Bei Verwendung von Interferenzfiltern zur spektralen Zerlegung der Sonnenstrahlung wird jedoch erstens die Meßapparatur einfach, und zweitens ist aus den direkten Messungen dennoch auf einfache Weise und ohne größere Korrekturen der Wasserdampfgehalt bestimmbar.

Die direkte Sonnenstrahlung wird durch Absorption atmosphärischer Gase, hauptsächlich Kohlendioxid, Ozon und Wasserdampf, geschwächt. Die einzelnen Absorptionslinien haben eine sehr geringe Halbwertsbreite, liegen aber so dicht, daß sie im terrestrischen Sonnenspektrum kaum aufzulösen sind. Die Linien bilden zusammen die Absorptionsbande.

Abschnitte von terrestrischen Sonnenspektren mit einer für die vorliegende Arbeit günstigen spektralen Auflösung und in dem hier verwendeten Wellenlängenbereich sind in den Abb. 7 bis 9 dargestellt.

Die optische Wasserdampfbestimmung mit Spektrographen, die als erster FOWLE (1912 und 1913) durchgeführt hat, bedingt einen nicht unerheblichen apparativen Aufwand. Die seit einiger Zeit im Handel befindlichen Interferenzfilter gestatten eine viel einfachere Aussonderung schmaler Spektralbereiche der Sonnenstrahlung. HOWELL (1961), der jedoch keine Eichung angibt, und BADINOW, GALCEW und NIKOLSKIJ (1963) verwenden Interferenz-

filter, benutzen aber außer einem Spektralbereich in der $\rho\sigma\tau$ -Bande nur einen Bereich außerhalb der Bande — nicht zwei weitere Bereiche wie in der vorliegenden Arbeit —, was die Genauigkeit beeinträchtigt. Sie führen die Eichung mit Hilfe von Radiosondenaufstiegen durch.

Schon bevor Interferenzfilter zur Verfügung standen, versuchte HOELPER (1939) mit Hilfe der spektralen Zerlegung der Sonnenstrahlung in einige große Bereiche durch Farbfiltergläser nicht nur die Trübung, sondern auch den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre zu bestimmen. Diese Methode verfeinerte SCHÜEPF (1949) durch raffinierte Auswerteverfahren. Sein Auswerteverfahren wurde von VALKO (1961) vereinfacht. Möglicherweise ist diese Methode der Wasserdampfbestimmung mit Fehlern behaftet, wenn der allgemeine Zustand der Atmosphäre, insbesondere die gegenseitigen Verhältnisse von Aerosol-, Wasserdampf- und Kohlendioxidgehalt, von den mittleren Werten abweichen.

Verzeichnis der benutzten Symbole

- A_a = Ausschlag des Meßgerätes in einer Wasserdampfabsorptionsbande,
 A_r = Ausschlag des Meßgerätes in einem wasserdampfabsorptionsfreien Spektralbereich,
 Q = aus den Ausschlägen des Meßgerätes gebildeter Quotient, der ein Maß für die durchstrahlte Wasserdampfmasse ist,
 Q_0 = Wert von Q , wenn kein Wasserdampf im optischen Weg ist,
 W = gesamte Wasserdampfmasse im Weg zwischen Sonne und Empfänger,
 w = gesamte Wasserdampfmasse in einer vertikalen Säule der Atmosphäre,
 M_w = relative Wasserdampfmasse,
 M_D = relative Dunstmasse,
 M_L = relative Luftmasse,
 $B_{0\lambda}^\odot$ = extraterrestrische spektrale Strahldichte der Sonne,
 $B_\lambda^\odot$ = terrestrische spektrale Strahldichte der Sonne,
 $B_{\lambda(3800)}$ = spektrale Strahldichte eines Schwarzkörpers von 3800°K ,
 k^k = Kontinuums-Extinktionskoeffizient,
 D_λ^k = spektrale Durchlässigkeit der Atmosphäre bezüglich Kontinuum-Extinktion,
 $D_\lambda^b(W)$ = spektrale Durchlässigkeit einer Wasserdampfabsorptionsbande,
 $D^b(W)$ = „mittlere“ Durchlässigkeit einer Wasserdampfabsorptionsbande,
 D_λ^f = spektrale Durchlässigkeit eines beliebigen Interferenzfilters,
 D_λ^{af} = spektrale Durchlässigkeit eines Interferenzfilters, dessen Durchlaßbereich in einer Wasserdampfabsorptionsbande liegt,
 D_λ^{rf} = spektrale Durchlässigkeit eines Interferenzfilters, dessen Durchlaßbereich in einem wasserdampfabsorptionsfreien Spektralbereich liegt,
 S_λ = relative spektrale Empfindlichkeit der Strahlungsempfänger.

1. Meßprinzip

Im nahen Infrarot zwischen $0,8\ \mu\text{m}$ und $1,7\ \mu\text{m}$ werden durch Interferenzfilter mehrere schmale Spektralbereiche der Sonnenstrahlung ausgefiltert. Einer dieser Bereiche liegt in einer Wasserdampfabsorptionsbande, so daß die Intensität der von diesem Filter hindurchgelassenen Sonnenstrahlung von der Masse des durchstrahlten Wasserdampfes abhängig ist. Die Schwächung der Sonnenstrahlung in diesem Spektralbereich ist aber nicht nur vom

Wasserdampfgehalt, sondern auch vom Aerosol abhängig. Aus diesem Grunde werden mit zwei weiteren Filtern in zwei zur Bande benachbarten Spektralbereichen ohne merkliche selektive Wasserdampfabsorption die durch das Aerosol allein bedingten Änderungen der einfallenden Strahlung gemessen.

Bezeichnet A_a den Ausschlag des Meßgerätes in einer Wasserdampfbande und A_{r1} und A_{r2} die Ausschläge in den benachbarten absorptionsfreien Spektralbereichen (Referenzbereichen), so sind die Quotienten

$$Q = \frac{2 \cdot A_a}{A_{r1} + A_{r2}} \text{ oder } Q = \frac{A_a}{A_r} \quad (1.1)$$

ein Maß für den Wasserdampf allein im Weg zwischen Sonne und Empfänger.

Es wurden insgesamt drei verschieden starke Banden ($\varrho\sigma\tau$ -Bande bei $0,95 \mu\text{m}$, Φ -Bande bei $1,12 \mu\text{m}$, Ψ -Bande bei $1,38 \mu\text{m}$) und vier Referenzbereiche mit mehreren Filtern benutzt, damit zur Bestimmung verschieden großer Wasserdampfgehalte jeweils geeignete Banden zur Verfügung stehen.

2. Die Apparatur

2.1. Das Empfängersystem

Die acht Interferenzfilter und acht Empfänger sind in einem gemeinsamen Gehäuse untergebracht. Abb. 1 zeigt eine Gesamtansicht des Gerätes. Abb. 2 zeigt einen Schnitt durch das Empfängersystem mit einem der acht Empfänger. Durch einen Tubus 1 fällt die Sonnenstrahlung S nach Durchgang durch das Interferenzfilter 2 auf den in Kapitel 2.1.1. näher

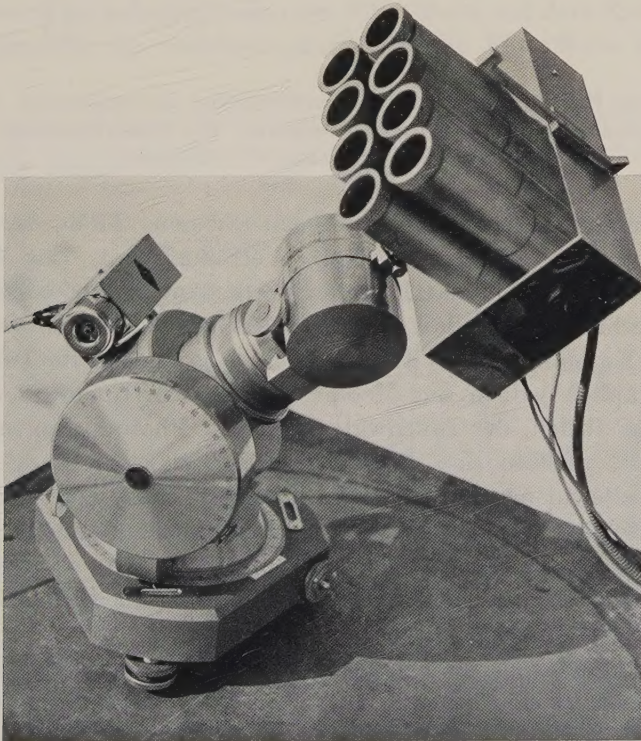


Abb. 1. Ansicht des Interferenzfilter-Aktinographen

beschriebenen Empfänger 3. Um die temperaturabhängigen Empfindlichkeitsänderungen der Empfänger auszuschalten, werden sie über ihre metallische Montierung mit Heizwiderständen 4 auf eine konstante Temperatur über der Umgebungstemperatur gebracht.

2.1.1. Die Strahlungsempfänger

Zur Registrierung sollte die Ausgangsspannung der Empfänger möglichst ohne elektronische Verstärkung mit einem robusten Registriergerät aufgezeichnet werden. Als solches und doch empfindliches Registriergerät wurde ein elektronischer Kompensograph (Siemens) als 12fach-Punktschreiber mit 2 Sekunden Punktfolge gewählt. Die volle Schreibbreite von 250 mm entspricht einer Spannung von 2,5 mV.

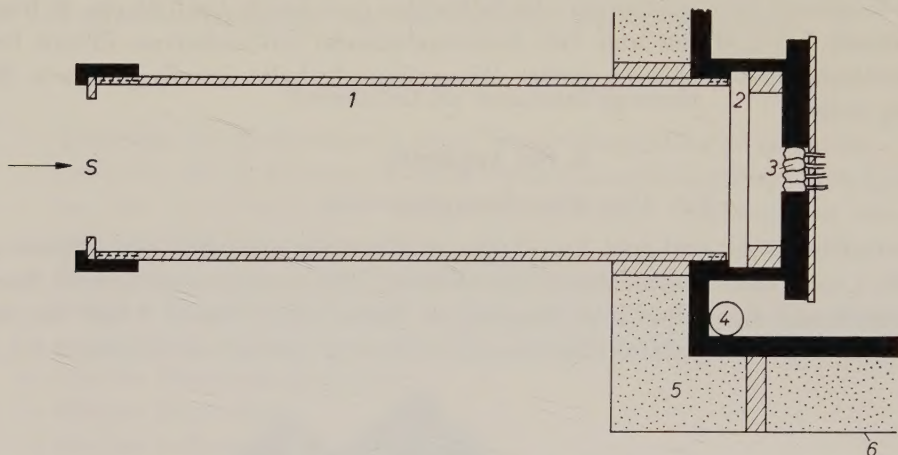


Abb.2. Schnitt durch das Empfängersystem des Interferenzfilter-Aktinographen. S = Sonnenstrahlung, 1 = Tubus, 2 = Interferenzfilter, 3 = Empfängerbatterie, 4 = Heizwiderstand, 5 = Kunststoff zur thermischen Isolierung, 6 = Gehäuse

Als Empfänger werden Germaniumphotodioden (Siemens TP50) verwendet, weil deren Empfindlichkeitskurve eine günstige spektrale Verteilung hat. Das Maximum liegt bei $1,5\ \mu\text{m}$ und fällt nach kürzeren und längeren Wellenlängen nur langsam ab (siehe z.B. Abb.5). Es ist weiterhin günstig, daß die empfindliche Fläche einer Diode klein ist (etwa $2 \times 4\ \text{mm}^2$) und die Empfänger auch als Elemente (also ohne Hilfsspannung) arbeiten. Da an den Kompensographen jedoch nur Meßlinge mit einem Innenwiderstand unter $10\ \text{k}\Omega$ angeschlossen werden dürfen, der Innenwiderstand der Photodioden in Sperrichtung aber wesentlich größer ist, mußten den Empfängern Arbeitswiderstände parallel geschaltet werden. Die am Arbeitswiderstand abfallende Spannung nur einer Diode reicht nicht aus, um auswertbare Ausschläge des Kompensographen zu erzielen, weshalb jeweils acht Dioden parallel geschaltet wurden. Die Arbeitswiderstände wurden dann so gewählt, daß die Maximalausschläge des Kompensographen in allen acht Spektralbereichen bei klarem Himmel zwischen halbem und Vollausschlag liegen.

Die Temperaturabhängigkeit der Empfindlichkeit der Ge -Dioden wurde quantitativ untersucht. Dabei stellte es sich heraus, daß verschiedene Exemplare verschiedene Temperaturgänge zeigten, so daß eine Kompensation des Temperatureffektes durch eine spezielle elektrische Schaltung nicht möglich war. Die Photodioden wurden deshalb auf konstanter

Temperatur gehalten. Sie sind in einem Metallklotz gefaßt, der thermisch leitend mit dem Empfängergehäuse verbunden ist (siehe Abb. 2). Das Empfängergehäuse wird von elektrischen Widerständen auf konstante Temperatur über die Umgebungstemperatur geheizt. Die Steuerung geschieht durch einen Bimetall-Schalter, der über Relais den Heizstrom schaltet. Um die benötigte Heizleistung klein zu halten und starke Temperaturdifferenzen und Wärmeleitungsströme innerhalb des Empfängergehäuses zu vermeiden, ist das Gehäuse gegen die Umgebung mit Kunststoff thermisch isoliert. Die Temperatur der Empfänger wird auf etwa $+42^{\circ}\text{C}$ mit einer Genauigkeit von $\pm 0,5^{\circ}$ gehalten, auch noch bei einer Umgebungstemperatur von -20°C und einer Ventilation von 6 m/sec.

Der lineare Zusammenhang zwischen der einfallenden Strahlungsleistung und der Ausgangsspannung der Empfänger wurde geprüft. Dazu wurde der konstante Strahlungsstrom einer Glühlampe mit einer definiert verstellbaren, schnell rotierenden Sektorenscheibe geschwächt und die Ausgangsspannung registriert. Eine Abweichung von der Linearität wurde innerhalb der Meßgenauigkeit (ca. 2%) nicht festgestellt.

2.1.2. Die Interferenzfilter

Die Interferenzfilter stammen von der Fa. Schott & Gen., Mainz. Es sind runde Filter mit 50 mm Durchmesser. Ihre spektrale Durchlässigkeit wurde mit einem Prismenspektrographen bestimmt. Die dabei gefundenen Durchlässigkeitskurven aller verwendeten Filter sind in Abb. 3 zusammengestellt. Bei Messungen zur Bestimmung der spektralen Durchlässigkeit wurde nur ein kleiner Teil der Filterfläche (ca. 2 cm²) benutzt. Im Aktinographen wird aber ein größerer Teil der Filterfläche bei der Messung benutzt. Deshalb wurde die Durchlässigkeit der Filter auch an anderen Stellen der Filterfläche mit dem Spektrographen untersucht. Eine Inhomogenität der Durchlässigkeit über die Filterfläche konnte dabei nicht festgestellt werden.

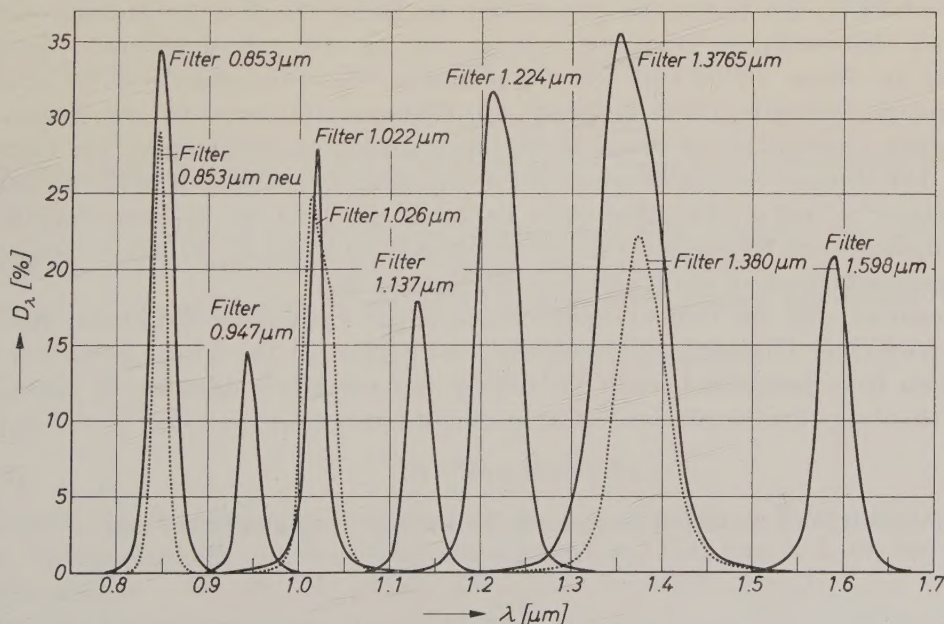


Abb. 3. Spektrale Durchlässigkeit der Interferenzfilter

2.2. Die parallaktische Montierung

Zur laufenden Registrierung wird der Interferenzfilter-Aktinograph durch eine parallaktische Montierung der Sonne nachgeführt (siehe Abb.1). Die parallaktische Montierung enthält eine parallel zur Rotationsachse der Erde liegende Stundenachse, die durch einen Synchronmotor über einen Schneckentrieb entgegen der Erddrehung mit einer Geschwindigkeit von 1 Umdrehung pro Tag gedreht wird. Damit das Gerät an verschiedenen Orten eingesetzt werden kann, ist die Neigung der Stundenachse und auch ihre Azimutrichtung durch Schneckentriebe verstellbar. Zur Ablesung der Einstellung sind Skalen angebracht. Die Stundenachse trägt an ihrem oberen Ende einen weiteren Schneckentrieb, mit dem der Winkel zwischen der Stundenachse und der Blickrichtung der Empfänger entsprechend der jeweiligen Deklination der Sonne täglich neu eingestellt wird. Zur ersten Einstellung des Stundenwinkels von Hand ist ein weiterer Schneckentrieb vorhanden. Die Genauigkeit der Nachführung ist besser als $\pm 0,5^\circ$.

3. Diskussion der Meßmethode

3.1. Theorie des Meßprinzips

Nach (1.-1) ist der Quotient zwischen dem Ausschlag des Registriergerätes A_a innerhalb einer Wasserdampfabsorptionsbande und dem Ausschlag A_r in einem Referenzbereich ein Maß für den Wasserdampfgehalt im Lichtweg der Sonnenstrahlung.

Es gilt

$$A_a = c_a \cdot \int B_{0\lambda}^\odot \cdot D_\lambda^b(W) \cdot D_\lambda^k \cdot D_\lambda^{af} \cdot S_\lambda \cdot d\lambda \quad (3.1.-1)$$

und

$$A_r = c_r \cdot \int B_{0\lambda}^\odot \cdot D_\lambda^k \cdot D_\lambda^{rf} \cdot S_\lambda \cdot d\lambda. \quad (3.1.-2)$$

Die Integrale sind über den Durchlässigkeitsbereich des jeweils verwendeten Filters zu erstrecken, also über den Spektralbereich, in dem die Durchlässigkeit des Absorptionsfilters D_λ^{af} bzw. des Referenzfilters D_λ^{rf} nicht Null ist. $B_{0\lambda}^\odot$ ist die extraterrestrische spektrale Strahldichte der Sonne, $D_\lambda^b(W)$ die von der gesamten Wasserdampfmasse W im optischen Weg abhängige spektrale Durchlässigkeit der Wasserdampfbande, D_λ^k die Kontinuum-Extinktion der Atmosphäre, die durch die Streuung der Sonnenstrahlung an den Luftmolekülen und dem Aerosol verursacht wird, und S_λ die relative spektrale Empfindlichkeit der Photoempfänger. c_a und c_r sind unbekannte Faktoren, die durch die absolute Empfindlichkeit der Empfänger, die Empfindlichkeit des Registriergerätes und die elektrische Anpassung der Strahlungsempfänger an das Registriergerät gegeben sind.

Nimmt man an, daß der Extinktionskoeffizient k^k der Kontinuum-Extinktion über dem Spektralbereich einer Filtergruppe konstant ist, das heißt vom Durchlässigkeitsbereich des einen bis zum Durchlässigkeitsbereich des zweiten Referenzfilters, dann ist D_λ^k unabhängig von der Wellenlänge und es gilt das LAMBERTSche Gesetz

$$D_\lambda^k = \exp(-k^k \cdot U) \quad (3.1.-3)$$

mit dem optischen Weg U . Damit werden die Formeln (3.1.-1) und (3.1.-2) zu

$$A_a = c_a \cdot \exp(-k^k \cdot U) \cdot \int B_{0\lambda}^\odot \cdot D_\lambda^b(W) \cdot D_\lambda^{af} \cdot S_\lambda \cdot d\lambda \quad (3.1.-4)$$

und

$$A_r = c_r \cdot \exp(-k^k \cdot U) \cdot \int B_{0\lambda}^\odot \cdot D_\lambda^{rf} \cdot S_\lambda \cdot d\lambda. \quad (3.1.-5)$$

Mittels der Gleichung

$$\int B_{0\lambda}^{\odot} \cdot D_{\lambda}^b(W) \cdot D_{\lambda}^{af} \cdot S_{\lambda} \cdot d\lambda = D^b(w) \int B_{0\lambda}^{\odot} \cdot D_{\lambda}^{af} \cdot S_{\lambda} \cdot d\lambda \quad (3.1.-6)$$

wird eine Art mittlerer Transmission der Bande $D^b(W)$ definiert. $D^b(W)$ ist abhängig vom gesamten Wasserdampfgehalt W im optischen Weg. Es sei darauf aufmerksam gemacht, daß $D^b(W)$, wie man aus Gleichung (3.1.-6) erkennt, nicht nur von der Gestalt und der Stärke der Bande und der spektralen Verteilung von $B_{0\lambda}^{\odot}$ und S_{λ} abhängt, sondern auch von der spektralen Durchlässigkeitsverteilung des speziellen verwendeten Filters. Zum Beispiel hat eine Absorption bei einer Wellenlänge mit geringer Filterdurchlässigkeit einen geringeren Einfluß auf die Energieänderung hinter dem Filter als die gleiche Absorption bei einer Stelle größerer Durchlässigkeit des Filters. Die Integrale $\int B_{0\lambda}^{\odot} \cdot D_{\lambda}^{rf} \cdot S_{\lambda} \cdot d\lambda$ und $\int B_{0\lambda}^{\odot} \cdot D_{\lambda}^{af} \cdot S_{\lambda} \cdot d\lambda$, die Teile der Relationen (3.1.-5) und (3.1.-6) sind, sind unabhängig von atmosphärischen Einflüssen. Diese Integrale sind deshalb Konstanten

$$\int B_{0\lambda}^{\odot} \cdot D_{\lambda}^{rf} \cdot S_{\lambda} \cdot d\lambda = c^{rf} \quad (3.1.-7)$$

und

$$\int B_{0\lambda}^{\odot} \cdot D_{\lambda}^{af} \cdot S_{\lambda} \cdot d\lambda = c^{af}. \quad (3.1.-8)$$

Die Beziehungen (3.1.-4) und (3.1.-5) mit Berücksichtigung von (3.1.-6) gehen dann über in

$$A_a = c_a \cdot c^{af} \cdot \exp(-k^k \cdot U) \cdot D^b(W) \quad (3.1.-9)$$

und

$$A_r = c_r \cdot c^{rf} \cdot \exp(-k^k \cdot U). \quad (3.1.-10)$$

Bildet man nun den Quotienten Q [siehe Formel (1.-1)] aus (3.1.-9) und (3.1.-10) für zwei Referenzbereiche, so erhält man

$$Q = \frac{2 \cdot A_a}{A_{r_1} + A_{r_2}} = \frac{2 \cdot c_a \cdot c^{af} \cdot \exp(-k^k \cdot U)}{c_{r_1} \cdot c^{rf_1} \cdot \exp(-k^k \cdot U) + c_{r_2} \cdot c^{rf_2} \cdot \exp(-k^k \cdot U)} \cdot D^b(W). \quad (3.1.-11)$$

Nach Kürzung des Terms $\exp(-k^k \cdot U)$ läßt sich schreiben

$$Q = Q_0 \cdot D^b(W). \quad (3.1.-12)$$

Dabei ist Q_0 eine Konstante, die den Wert von Q angibt, wenn kein Wasserdampf im optischen Weg ist.

Wird ein Bandenfilter zusammen mit verschiedenen Referenzfiltern verwendet, so bleibt die Funktion $D^b(W)$ die gleiche, jedoch ändern sich die Q_0 -Werte.

Der mit nur einem Referenzbereich gebildete einfachere Quotient aus Formel (1.-1) lautet

$$Q = \frac{A_a}{A_r} = \frac{c_a \cdot c^{af} \cdot \exp(-k^k \cdot U)}{c_r \cdot c^{rf} \cdot \exp(-k^k \cdot U)} \cdot D^b(W) \quad (3.1.-13)$$

und führt auch auf einen Ausdruck

$$Q = Q_0 \cdot D^b(W). \quad (3.1.-14)$$

Natürlich hat Q_0 hier einen anderen Wert als die Konstante Q_0 in Formel (3.1.-12).

Die Voraussetzungen zur Ableitung der Formeln (3.1.-12) und (3.1.-14) werden weiter unten diskutiert.

Wenn die Konstanten Q_0 und die Funktion $D^b(W)$ durch eine Eichung festgelegt worden sind, läßt sich nach Gleichung (3.1.-12) beziehungsweise (3.1.-14) aus einem gemessenen

Quotienten Q der totale Wasserdampfgehalt W im Weg zwischen Sonne und Empfänger bestimmen. Den von der Sonnenhöhe unabhängigen Wasserdampfgehalt w in einer vertikalen Säule der Atmosphäre erhält man durch Division von W durch die relative Wasserdampfmasse M_w .

$$w = \frac{W}{M_w} . \quad (3.1.-15)$$

M_w als Funktion der Sonnenhöhe wurde von SCHNAIDT (1938) berechnet.

3.2. Eichung

3.2.1. Eichung durch Vergleich mit Radiosondenaufstiegen

Die Eichung des Aktinographen besteht darin, zu jedem auftretenden Wert des Quotienten Q die dazugehörige durchstrahlte Wasserdampfmenge W zu bestimmen. Dazu wird der gemessene Wert Q mit dem gleichzeitig aus aerologischen Sondierungen bestimmten Wasserdampfgehalt w verglichen. Der Nachteil dieser Methode besteht in der geringen Genauigkeit der Feuchtebestimmung mit den verwendeten normalen Wettersonden. Spezielle Feuchte-sonden standen jedoch nicht zur Verfügung, und eine Laboreichung ist schon deshalb ausgeschlossen, weil ein optischer Weg mit den benötigten Wasserdampfmassen von einigen $g \cdot cm^{-2}$ nicht herzustellen ist.

Der Aktinograph wurde zum ersten Mal zwischen dem 10. August und 8. September 1961 an insgesamt 27 Tagen in S. Àgata sui due golfi auf der Halbinsel von Sorrent in Italien eingesetzt. Während dieser Zeit führte der Ballistische Wetterzug Ostsee der Bundeswehr an 17 Tagen insgesamt 73 Radiosondenaufstiege zu verschiedenen Tageszeiten am Meßplatz aus. Bei den Messungen in München 1962 an insgesamt 58 Tagen wurden die Sondierungen der Aerologischen Station des Deutschen Wetterdienstes in München-Riem benutzt. Diese Station ist nur etwa 9 km von dem Meßplatz im Gelände der Universität entfernt. Die Eichungen von München und S. Àgata sind nicht identisch, weil in München teilweise andere Filter verwendet wurden und die alten Filter teilweise vor anderen Empfängergruppen angebracht waren als in S. Àgata.

Die Radiosonden vom Typ Graw H50 messen den Druck mit einem Dosenbarometer, die Temperatur mit einem Bimetall und die relative Feuchte mit Haarhygrometer [siehe z.B. MÜLLER (1954)]. Aus den Meßwerten einer Radiosonde wurde die absolute Feuchte $q_w(z)$ als Funktion der Höhe berechnet und graphisch dargestellt. Die Integration

$$w = \int_{\text{Boden}}^{\infty} q_w(z) \cdot dz \quad (3.2.-1)$$

wurde mit einem Planimeter durchgeführt. Die obere Integrationsgrenze liegt praktisch bei 10 bis höchstens 15 km, da q_w dort nahezu Null wird.

Bei diesem Verfahren wurden die im allgemeinen zulässigen Annahmen gemacht, daß sich die vertikale Wasserdampfverteilung während der Dauer der Sondierung ($\simeq 1/2$ Stunde) nicht ändert und auch in der Horizontalen die Wasserdampfkonzentration über der Projektion der Sondenbahn auf die Erdoberfläche konstant ist. Der ermittelte w -Wert wird deshalb als repräsentativ für die ganze Dauer der Sondierung angesehen.

In der Abb. 4 sind als Beispiel mit den Filtern $0,853 \mu m$ neu, $0,947 \mu m$ ($\rho\sigma\tau$), $1,022 \mu m$ gemessene Q -Werte gegen den Wasserdampfgehalt im Weg $W = w \cdot M_w$ aufgetragen.

Gewöhnlich gehören mehrere Q -Werte zu einer einzelnen Sondierung, da sich die Sonnenhöhe und damit M_w während der Dauer eines Aufstieges geändert haben. Deshalb wird ein gewisser $W = w \cdot M_w$ -Bereich von einer Sondierung überstrichen. Zwischen diesen zu einer Sondierung gehörenden Eichpunkten könnten beliebig viele weitere Eichpunkte angegeben werden, da die Meßwerte des Aktinographen laufend registriert werden. Hiervon wurde jedoch abgesehen, um die Darstellung nicht zu unübersichtlich zu machen. Die Streuung der Eichpunkte ist mehr durch die Ungenauigkeit der Radiosonden als der Aktinographenmessungen bedingt.

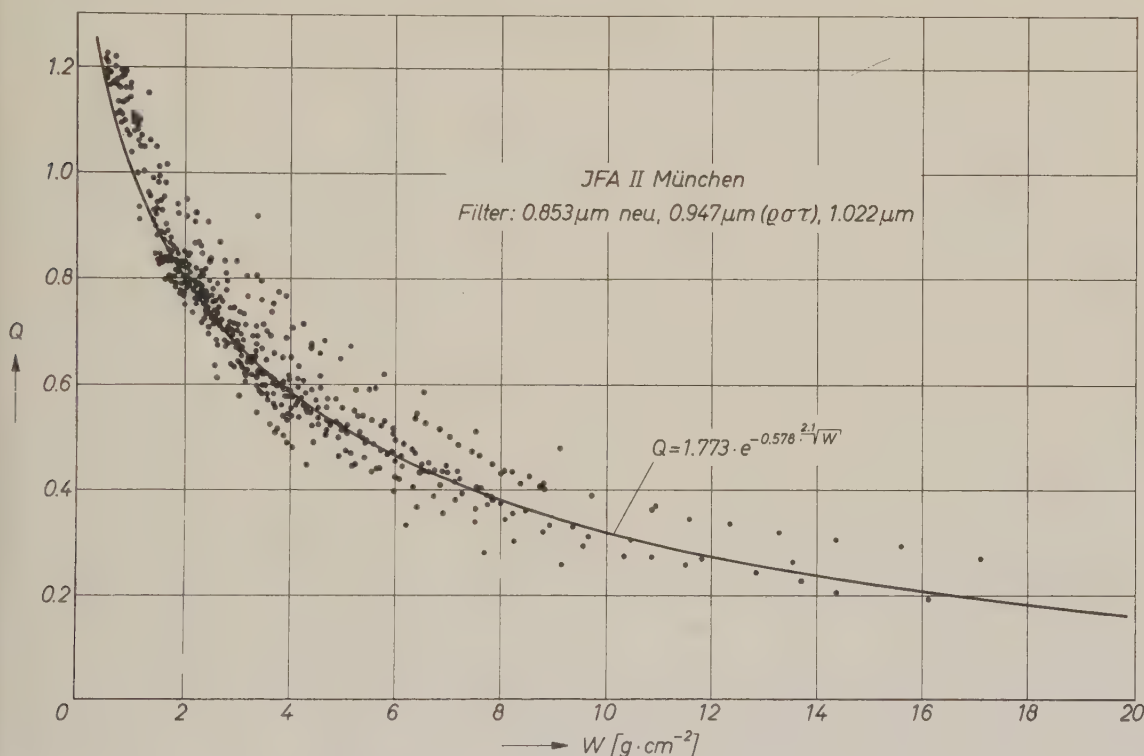


Abb. 4. Eichpunkte und Eichkurve für die $\rho\sigma\tau$ -Bande (W -Bereich 2 bis 20 $g \cdot cm^{-2}$)

In München finden Radiosondenaufstiege nur um 0⁰⁰ und 12⁰⁰ GMT statt. Um Eichpunkte auch für größere W -Werte bei Sonnenaufgang und Sonnenuntergang zu bekommen, wurden an einigen Tagen die Radiosondenwerte w interpoliert. Dazu wurden Tage mit besonders stabiler Wetterlage ausgewählt, an denen aufeinanderfolgende Radiosondenaufstiege den nahezu gleichen Wasserdampfgehalt ergaben. Die Eichpunkte für höhere W -Werte beruhen deshalb auf nur wenigen Sondierungen.

Die durch die Eichpunkte gelegte Mittelkurve wird als Eichkurve verwendet. Sie ist die Funktion $Q_0 \cdot D^b(W)$ [Formel (3.1.-12)].

Wie noch gezeigt werden wird, muß für einige der Eichkurven die Funktion $D^b(W)$ gleich sein. Die Eichung läßt sich dann durch Vergleich mehrerer Eichkurven präzisieren. Dafür muß aber $D^b(W)$ durch einen analytischen Ausdruck beschrieben werden. Zusätzlich erleichtert die analytische Formulierung die Auswertung. Nach GATES (1960) ist eine Funktion

$D^b(W) = \exp(-k^b \cdot \sqrt[n]{W})$ für die Transmission der ganzen Bande zu erwarten. Da jedoch im vorliegenden Fall die Transmissionsfunktion der Bande durch die spektrale Durchlässigkeit des verwendeten Filters überlagert wird, wird eine allgemeinere Funktion $D^b(W) = \exp(-k^b \cdot \sqrt[n]{W})$ als Interpolationsformel für die Eichkurve angenommen. Der Ausdruck (3.1.-12) lautet dann

$$Q = Q_0 \cdot \exp(-k^b \cdot \sqrt[n]{W}). \quad (3.2.-2)$$

k^b und n hängen nur von der speziellen Bande und dem speziellen verwendeten Filter in der Bande ab und nicht von den Referenzfiltern [falls nicht die Referenzbereiche von selektiver Absorption beeinflußt werden, also Q_0 nicht konstant ist (siehe Kapitel 3.3.)]. Also müssen k^b und n gleich sein für alle Filtergruppen, die mit der gleichen Bande und dem gleichen Absorptionsfilter arbeiten.

Werden zwei Werte Q_1, Q_2 des Quotienten Q für zwei Werte W_1, W_2 der durchstrahlten Wasserdampfmasse W nach der Radiosondeneichung vorgegeben und ist Q_0 durch andere Messungen bestimmt worden (siehe nächstes Kapitel), so bildet der Ausdruck (3.2.-2) ein System von zwei Gleichungen für die beiden Unbekannten n und k^b , nämlich

$$Q_1 = Q_0 \cdot \exp(-k^b \cdot \sqrt[n]{W_1}) \quad (3.2.-3)$$

$$Q_2 = Q_0 \cdot \exp(-k^b \cdot \sqrt[n]{W_2}).$$

Löst man diese Gleichungen nach n und k^b auf, so erhält man

$$n = \frac{\log \frac{W_1}{W_2}}{\frac{\ln \frac{Q_0}{Q_1}}{\log \frac{Q_0}{Q_2}}} \quad (3.2.-4)$$

und

$$k^b = \frac{\ln \frac{Q_0}{Q_1}}{\sqrt[n]{W_1}}. \quad (3.2.-5)$$

Es ist jedoch fraglich, ob der im Labor gefundene Q_0 -Wert für unsere Interpolationsformel geeignet ist. Es ist sogar anzunehmen, daß für kleine durchstrahlte Wasserdampfmassen ein anderes Absorptionsgesetz gilt, so daß der Q_0 -Wert, der in der Interpolationsformel zu verwenden ist, nicht mit dem wahren extraterrestrischen Wert Q_0 des Quotienten übereinstimmt. Versucht man deshalb, in der Gleichung (3.2.-2) drei Werte Q_1, Q_2, Q_3 für W_1, W_2, W_3 vorzugeben und das entstehende System von drei Gleichungen nach Q_0, k^b und n aufzulösen, so kommt man auf eine transzendente Gleichung für n , die also nicht mehr nach n auflösbar ist.

Es wurde deshalb zunächst für jede Bande-Filter-Empfänger-Kombination das System (3.2.-3) gelöst. Die erhaltenen Werte n und k^b und der Laborwert von Q_0 wurden nun so lange variiert, bis die folgenden Bedingungen erfüllt waren:

1. Die Interpolationskurve genügt den Eichpunkten.

2. k^b und n sind gleich für alle Bande-Filter-Kombinationen, die die gleiche Bande und das gleiche Filter in der Bande benutzen.
3. Die gleichzeitigen Messungen mit mehreren Bande-Filter-Empfänger-Kombinationen ergeben nach der Auswertung gleiche durchstrahlte Wasserdampfmasse.

Die dritte Bedingung wurde durch die Auswertung einiger Meßtage überprüft.

Die analytische Darstellung gibt also die Möglichkeit, die Eichkurven gegenseitig zu kontrollieren und damit die Genauigkeit der Eichung zu verbessern.

In Abb. 4 ist als Beispiel eine Eichkurve eingetragen. Die gefundenen Werte der Eichkurvenkenngrößen sind in Tab. 1 zusammengestellt.

Tabelle 1. Analytische Darstellung der Eichkurven für den Wasserdampfbereich von 2 bis 20 g · cm⁻²

Bande	Meßplatz	Filtergruppe	Q_0 (Laborwert)	$Q = Q_0 \cdot \exp(-k^b \sqrt[n]{W})$
$\varrho\sigma\tau$	S. Ägata	0,853 μm	1,59	$1,832 \cdot \exp(-0,578 \sqrt[2,1]{W})$
		0,947 μm		
		1,026 μm		
$\varrho\sigma\tau$	München	0,853 μm neu	2,52	$1,773 \cdot \exp(-0,578 \sqrt[2,1]{W})$
		0,947 μm		
		1,022 μm		
Φ	S. Ägata	1,026 μm	1,90	$2,008 \cdot \exp(-0,779 \sqrt[2,2]{W})$
		1,137 μm		
		1,224 μm		
Φ	München	1,022 μm	1,30	$1,411 \cdot \exp(-0,779 \sqrt[2,2]{W})$
		1,137 μm		
		1,224 μm		
Ψ	S. Ägata	1,224 μm	—	$4,39 \cdot \exp(-1,542 \sqrt[5,5]{W})$
		1,3765 μm		
		1,598 μm		
Ψ	München	1,224 μm	5,03	$5,0 \cdot \exp(-1,542 \sqrt[5,5]{W})$
		1,3765 μm		
		1,598 μm		
Ψ	München	1,224 μm	6,46	$6,50 \cdot \exp(-2,300 \sqrt[7,2]{W})$
		1,380 μm		
		1,598 μm		

3.2.2. Eichung für sehr kleine Wasserdampfmassen

Der Aktinograph wurde im März und im September 1963 an der hochalpinen Forschungsstation Jungfrauoch in der Schweiz (3570 m über N.N.) eingesetzt. Hier kamen auch gemessene Quotienten Q vor, die außerhalb des Bereiches der bisherigen Eichungen im Tiefland lagen. Auf dem Jungfrauoch standen Radiosonden nicht zur Verfügung. Die nächstgelegenen Radiosondenstationen sind Payerne (84 km im Westen), Mailand (152 km im Süden), Stuttgart (265 km im Norden) und München (325 km im Nordosten). Die nach diesen Radiosonden bestimmten Wasserdampfmassen w für die Luftmasse oberhalb 3570 m unterscheiden sich sehr stark. Um die Erweiterung der Eichkurven nach kleinen Werten von W zu sichern,

wurden deshalb die zur Wasserdampfmasse Null gehörigen extraterrestrischen Quotienten Q_0 , wie im folgenden beschrieben, durch Labormessungen bestimmt.

Die Strahlung einer Kohlebogenlampe wurde über einen großen sphärischen Spiegel als Parallelstrahlenbündel auf den Aktinographen geworfen. Die Absorption der Luft (einschließlich des Wasserdampfes) ist auf diesem Weg zu vernachlässigen. Nach NULL (1961) ist die spektrale Verteilung der Bogenlampenstrahlung gleich der eines schwarzen Körpers $B_{\lambda(3800)}$ von $(3800 \pm 20)^\circ\text{K}$, also nicht gleich der extraterrestrischen Strahlung der Sonne $B_{0\lambda}^\odot$. Der so gemessene Quotient Q_0^L ist demnach nicht gleich dem extraterrestrischen Quotienten der Sonne Q_0 (im folgenden $Q_0^\odot$ genannt). Wie im folgenden gezeigt wird, läßt sich jedoch $Q_0^\odot$ aus Q_0^L bestimmen.

Entsprechend den Ausdrücken (3.1.-1) und (3.1.-2) werden die extraterrestrischen Ausschläge des Registriergerätes A_a und A_r zu

$$A_a^\odot = c_a \cdot \int B_{0\lambda}^\odot \cdot D_\lambda^{\text{af}} \cdot S_\lambda \cdot d\lambda \quad (3.2.-6)$$

und

$$A_r^\odot = c_r \cdot \int B_{0\lambda}^\odot \cdot D_\lambda^{\text{rf}} \cdot S_\lambda \cdot d\lambda, \quad (3.2.-7)$$

da $D_\lambda^b = D_\lambda^k = 1$ ist.

Die entsprechenden Ausschläge bei Bestrahlung mit der Bogenlampe sind

$$A_a^L = c_a \cdot \int c \cdot B_{\lambda(3800)} \cdot D_\lambda^{\text{af}} \cdot S_\lambda \cdot d\lambda \quad (3.2.-8)$$

und

$$A_r^L = c_r \cdot \int c \cdot B_{\lambda(3800)} \cdot D_\lambda^{\text{rf}} \cdot S_\lambda \cdot d\lambda. \quad (3.2.-9)$$

Der Faktor c berücksichtigt die Geometrie der Anordnung Lampe-Spiegel-Empfänger und kürzt sich im folgenden wieder heraus. Zur Abkürzung werden nun die Bezeichnungen $A_{r1} = A$, $A_a = A_2$, $A_{r2} = A_3$, $c_{r1} = c_1$, $c_a = c_2$, $c_{r2} = c_3$ und für die Integrale die Symbole $I_1^\odot$, $I_2^\odot$, $I_3^\odot$ und I_1^L , I_2^L , I_3^L verwendet.

Es gilt dann

$$A_i^L = c_i \cdot I_i^L \quad (3.2.-10)$$

$$A_i^\odot = c_i \cdot I_i^\odot \quad (3.2.-11)$$

mit $i = 1, 2, 3$.

Die Quotienten Q lauten nun [siehe Formel (1.-1)]

$$Q_0^\odot = \frac{2 \cdot c_2 \cdot I_2^\odot}{c_1 I_1^\odot + c_3 I_3^\odot} \quad (3.2.-12)$$

und

$$Q_0^L = \frac{2 \cdot c_2 \cdot I_2^L}{c_1 I_1^L + c_3 I_3^L}. \quad (3.2.-13)$$

Das Verhältnis $Q_0^\odot$ zu Q_0^L wird dann zu

$$\frac{Q_0^\odot}{Q_0^L} = \frac{\frac{c_2 \cdot I_2^\odot}{c_1 \cdot I_1^\odot + c_3 \cdot I_3^\odot}}{\frac{c_2 \cdot I_2^L}{c_1 \cdot I_1^L + c_3 \cdot I_3^L}} = \frac{I_2^\odot}{I_2^L} \cdot \frac{\frac{c_1}{c_3} \cdot I_1^L + I_3^L}{\frac{c_1}{c_3} \cdot I_1^\odot + I_3^\odot}. \quad (3.2.-14)$$

Die Beziehung (3.2.-14) bleibt gültig, wenn insbesondere die Integrale I_i^L bzw. die Werte $B_{\lambda(3800)}$ mit einem beliebigen Faktor f multipliziert werden. Zur zeichnerischen Bestim-

mung von I_i° und I_i^L können deshalb beliebige Maßstäbe gewählt werden, die nur jeweils für eine Gruppe von I_i° oder I_i^L ($i = 1, 2, 3$) gleich sein müssen. Die Integrale wurden nun als Flächeninhalte unter den gezeichneten Kurven mit einem Planimeter bestimmt. Für $B_{0\lambda}^\circ$ wurden die Werte von JOHNSON (1954), für $D_\lambda^{\text{Filter}}$ eigene Messungen und für S_λ die Angaben der Herstellerfirma Siemens verwendet.

In Abb. 5 sind als Beispiel $B_{0\lambda}^\circ$, $f \cdot B_{\lambda(3800)}$, S_λ und die Produktkurven für die Ψ -Bande mit dem Filter $1,3765 \mu\text{m}$ dargestellt. Dabei wurde der Faktor f so gewählt, daß die Flächen I_2° und I_2^L gerade gleich sind. Die geringen Unterschiede der Produktkurven für das Filter $1,3765 \mu\text{m}$ sind in dieser Abbildung nicht mehr darstellbar.

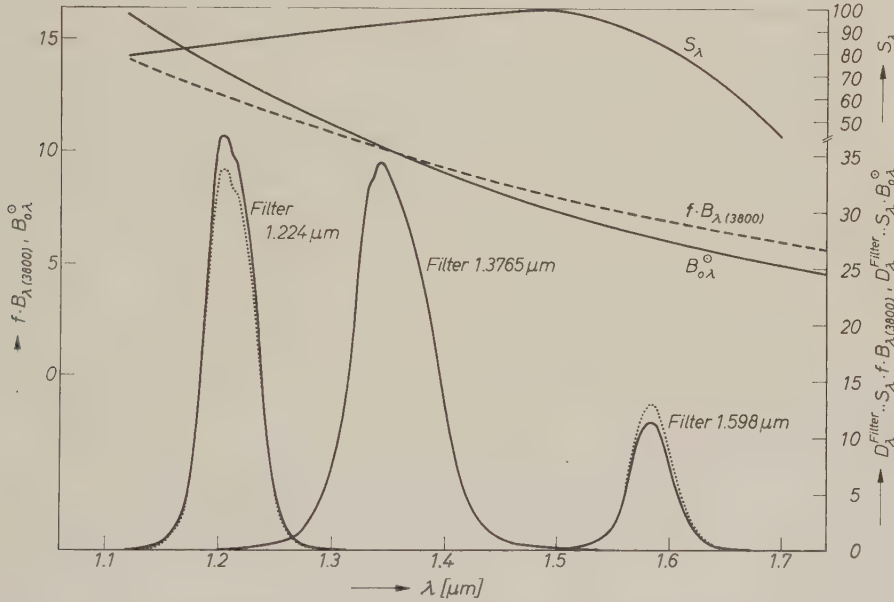


Abb. 5. Die Wellenlängenabhängigkeit der extraterrestrischen Sonnenstrahlung $B_{0\lambda}^\circ$, der 3800°C -Schwarzkörperstrahlung $B_{\lambda(3800)}$ multipliziert mit einem Faktor f , die spektrale Empfindlichkeit der Germanium-Photoempfänger S_λ und die Produktkurven $B_{0\lambda}^\circ \cdot D_\lambda^{\text{Filter}} \cdot S_\lambda$ und $f \cdot B_{\lambda(3800)} \cdot D_\lambda^{\text{Filter}} \cdot S_\lambda$, wobei $D_\lambda^{\text{Filter}}$ die spektrale Durchlässigkeit der Interferenzfilter ist. f wurde so gewählt, daß die Flächen unter den Produktkurven für das Filter $1,3765 \mu\text{m}$ gerade gleich sind

Da der Faktor f so gewählt war, daß $I_2^\circ = I_2^L$ ist, wird dann nach Formel (3.2.-14)

$$Q_0^\circ = \frac{\frac{c_1}{c_3} \cdot I_1^L + I_3^L}{\frac{c_1}{c_3} \cdot I_1^\circ + I_3^\circ} \cdot Q_0^L. \quad (3.2.-15)$$

Aus der Formel (3.2.-10) läßt sich die Beziehung

$$\frac{c_1}{c_3} = \frac{A_1^L}{A_3^L} \cdot \frac{I_1^L}{I_3^L} \quad (3.2.-16)$$

herleiten, nach der die Werte c_1/c_3 bestimmt wurden, so daß Q_0° nach Formel (3.2.-15) bestimmt ist.

Das Verhältnis der einfachen Quotienten [siehe Formel (1.-1)] wird

$$\frac{Q_0^{\circ}}{Q_0^L} = \frac{\frac{c_2 \cdot I_2^{\circ}}{c_1 \cdot I_1^{\circ}}}{\frac{c_2 \cdot I_2^L}{c_1 \cdot I_1^L}} = \frac{I_2^{\circ}}{I_1^{\circ}} \cdot \frac{I_1^L}{I_2^L}. \quad (3.2.-17)$$

Hierbei braucht f nicht speziell gewählt zu werden.

Nach Formel (3.2.-15) bzw. (3.2.-17) wurden die in Tab. 1 zusammengestellten Werte von Q_0° aus Labormessungen bestimmt. Die gefundenen Q_0° -Werte sind nicht sehr zuverlässig, vor allem wegen der sehr geringen Ausschläge des Registriergerätes. Weiterhin war die Strahldichte der Bogenlampe in der Ebene der Empfänger räumlich nicht exakt gleich, d.h. der Wert von c war nicht ganz gleich für alle Filter einer Gruppe. Die zeitlichen Emissionsschwankungen der Bogenlampe waren auch unbequem, da die Ausschläge des Registriergerätes über eine lange Zeit gemittelt werden mußten. Eine zweite Q_0° -Bestimmung für die Ψ -Bande-1,3765 μm -Filter-Kombination ergab beispielsweise den Wert 4,60 statt 5,03.

In der Abb.6 sind die Eichpunkte nach den Radiosondenaufstiegen der um das Jungfraujoch liegenden Stationen eingetragen. Das ist ein Beispiel für die Eichung der Messungen

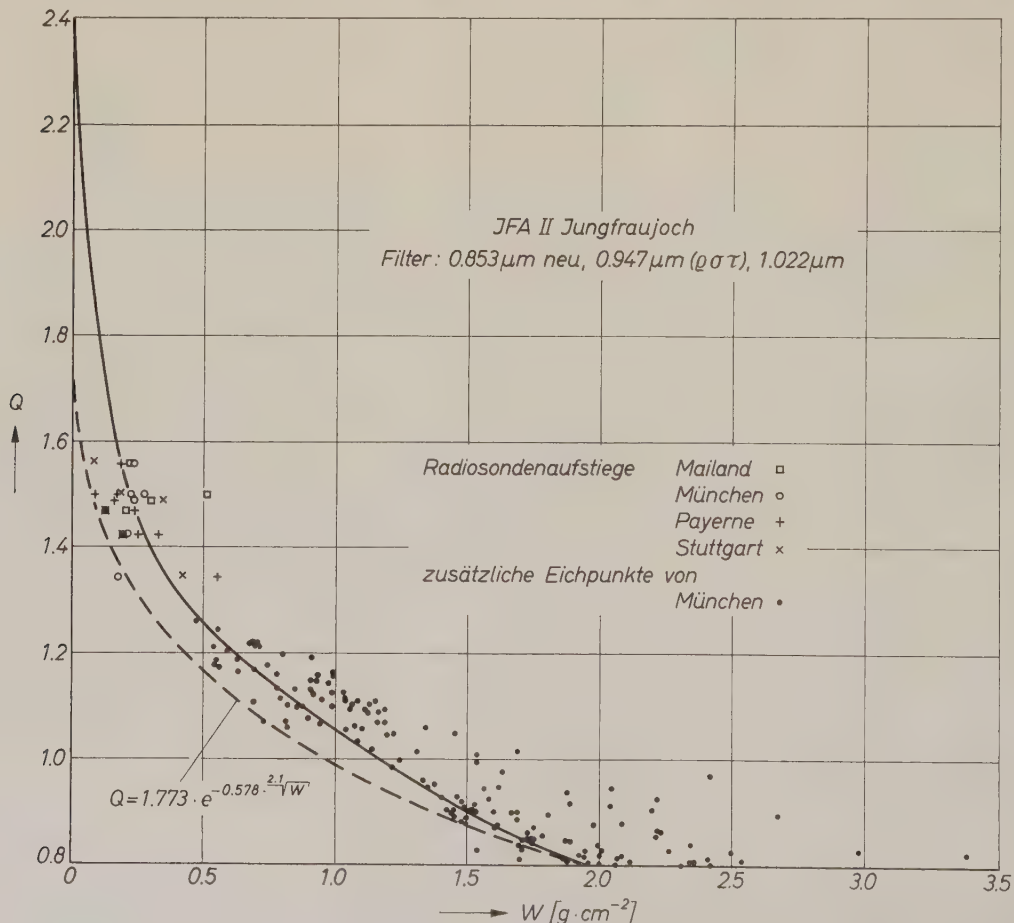


Abb. 6. Eichpunkte und Eichkurve ————— für die $\rho\sigma\tau$ -Bande (W -Bereich 0,2 bis 2 $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$)

mit der $\rho\sigma\tau$ -Bande. Die Verlängerung der Tiefland-Eichkurve nach niedrigeren W - und höheren Q -Werten ist entsprechend der Interpolationsformel eingezeichnet (gestrichelte Linie).

Einige Eichpunkte nach Messungen in München sind hinzugefügt. Die ausgezogene Kurve ist die Kurve, die den Eichpunkten (einschließlich dem Laborwert von Q_0°) am besten genügt und deshalb als Eichkurve für kleine Wasserdampfmassen ($0,2 < W < 2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$) verwendet wird. Auf eine analytische Darstellung dieser Eichkurve wurde verzichtet, da die zweite Bedingung für die analytischen Eichkurven (siehe Kapitel 3.2.1.) hier nicht als Kriterium benutzt werden kann; in diesen Wasserdampfbereichen liegen Messungen mit anderen Referenzfiltern aber der gleichen Bande und dem gleichen Absorptionsfilter nicht vor.

3.2.3. Über die Genauigkeit der Eichung

Die Genauigkeit der Eichkurven ist verschieden für die Bereiche geringer Wasserdampfgehalte, wie sie bei Messungen vom Jungfraujoch vorkommen, und für große Wasserdampfmengen, wie sie im Tiefland auftreten.

Die Methode, nach der die Eichkurven gewonnen wurden, bedingt, daß die aus gleichzeitigen Messungen mit verschiedenen Banden bestimmten Wasserdampfmengen gleich sein müssen bis auf die durch andere Filter verursachten Abweichungen. Trotzdem ist es denkbar, daß alle Eichkurven in gleicher Richtung verschoben sein könnten. Dieser systematische Fehler kann aber nur wenige Prozent Fehler der ermittelten Wasserdampfmasse verursachen, da auch die erste Bedingung (siehe Kapitel 3.2.1.) für alle Eichkurven einzeln erfüllt ist. Diesen „Eichfehler“ genau abzuschätzen ist nicht möglich. Er kann jedoch im Wasserdampfbereich $W = 2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ bis $20 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ einen Fehler der ermittelten Wasserdampfmasse von höchstens $\pm 3\%$ verursachen.

Der entsprechende Fehler der Eichung für kleine Wasserdampfmassen ist größer. Hier darf angenommen werden, daß für den Wasserdampfbereich $W = 0,2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ bis $2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ der relative Fehler des resultierenden Wasserdampfgehaltes $\pm 10\%$ nicht übersteigt.

Es lag außerhalb des Rahmens dieser Arbeit zu untersuchen, ob die in den Radiosonden verwendeten Haarhygrometer bei niedrigen Temperaturen systematisch falsch messen. Ein eventuell dadurch bewirkter systematischer Fehler der Eichpunkte selbst kann also nicht berücksichtigt werden. Nach den Arbeiten von SONNTAG (1957) ist er jedoch verschwindend klein.

3.3. Einfluß von selektiver atmosphärischer Absorption auf die Messungen in den Referenzbereichen

Der atmosphärische Extinktionskoeffizient setzt sich zusammen aus dem kontinuierlichen Streuungskoeffizienten k^k und dem wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten k_λ der Banden. Hier wurde die Annahme gemacht, daß in den Referenzbereichen keine selektive Absorption vorhanden ist (siehe Kapitel 3.1.). Die Zulässigkeit dieser Annahme wurde mit Hilfe von Sonnenspektren überprüft.

Diese wurden mit einem Perkin-Elmer Modell 12C Prismenspektrographen mit Glasprisma und einem Polarheliostaten aufgenommen. Die Apparatur ist beschrieben bei BOLLE, LEUPOLT und MÖLLER (1961) und BOLLE, LEUPOLT, MÖLLER und QUENZEL (1963).

Es wurden mehrere Sonnenspektren bei verschiedenen Sonnenhöhen und verschiedenem Wasserdampfgehalt sowohl in München als auch auf dem Jungfraujoch (3570 m über NN)

aufgenommen. Mit der gleichen Spaltbreite wie bei der Aufnahme der Sonnenspektren wurde auch die spektrale Durchlässigkeit der Interferenzfilter bestimmt. Es wurde auch geprüft, ob die Filter über ihre Flächen gleichmäßig durchlässig sind. Durch Multiplikation des Sonnenspektrums $B_{\lambda}^{\odot}$ mit der spektralen Durchlässigkeit der Filter D_{λ}^f erhält man die

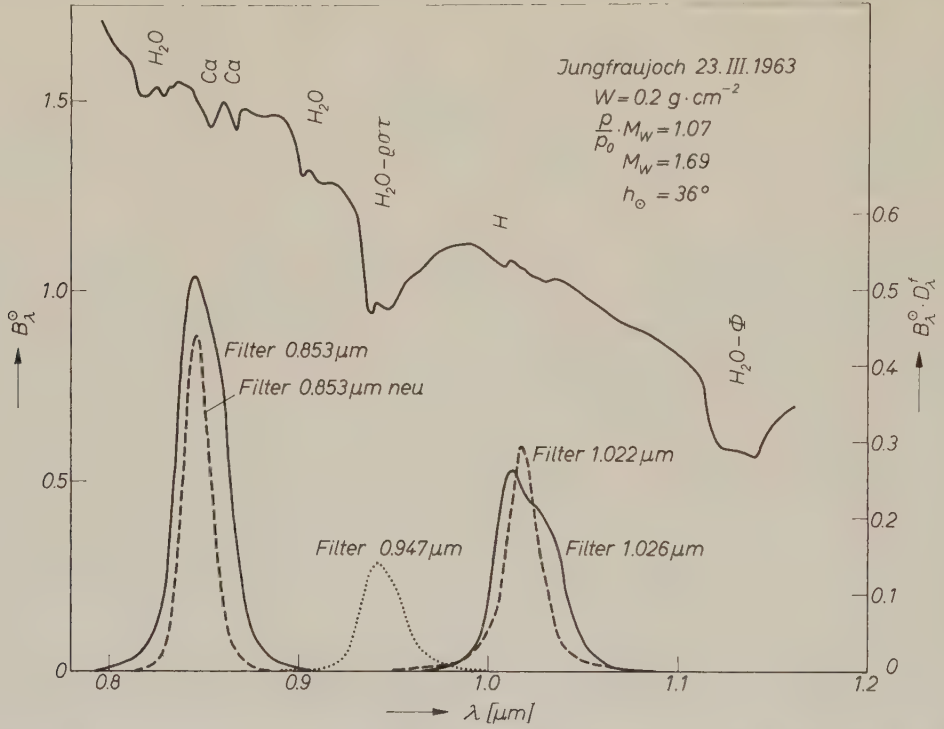


Abb. 7. Spektrale Strahldichte der Sonne $B_{\lambda}^{\odot}$ und $B_{\lambda}^{\odot}$ multipliziert mit der Filterdurchlässigkeit D_{λ}^f

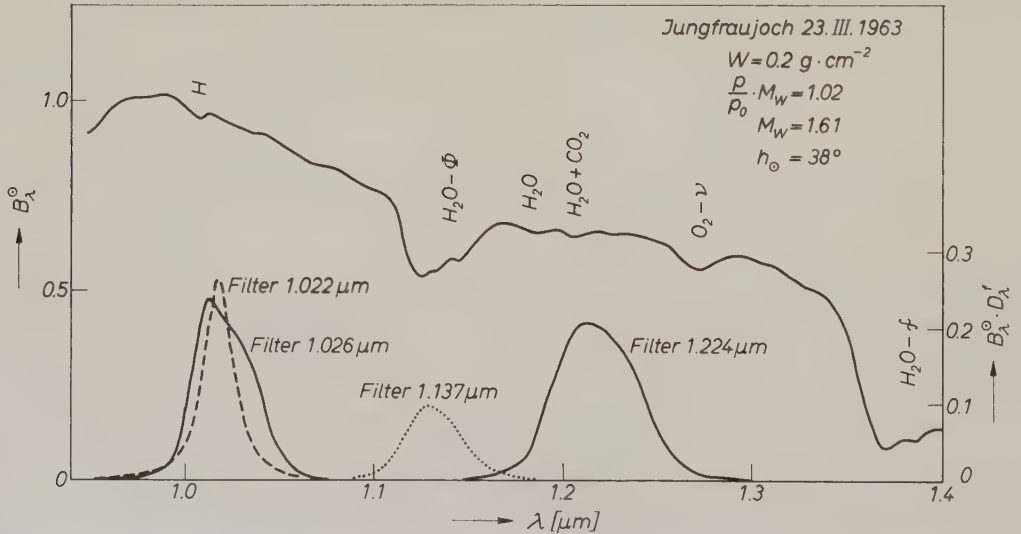


Abb. 8. Spektrale Strahldichte der Sonne $B_{\lambda}^{\odot}$ und $B_{\lambda}^{\odot}$ multipliziert mit der Filterdurchlässigkeit D_{λ}^f

unteren Kurven der Abb.7 bis 9. $B_\lambda^\odot$ ist die spektrale Strahldichte der Sonne am Boden multipliziert mit einem unbekannten wellenlängenunabhängigen Faktor. Der Ordinatenmaßstab für $B_\lambda^\odot \cdot D_\lambda^f$ ist gegenüber dem Maßstab für $B_\lambda^\odot$ verdoppelt. In den Abbildungen sind nur einige Sonnenspektren als Beispiele wiedergegeben. Die Identifikation der Banden erfolgte durch Vergleich der Spektren mit den „Tables of Solar Spectrum Wave Lengths“ von MOHLER (1955).

Die Flächen unter den Sonnenspektren über einen Spektralbereich $\Delta\lambda$ sollen $I^\odot$ genannt werden, also

$$I^\odot = \int_{\Delta\lambda} B_\lambda^\odot \cdot d\lambda. \quad (3.3.-1)$$

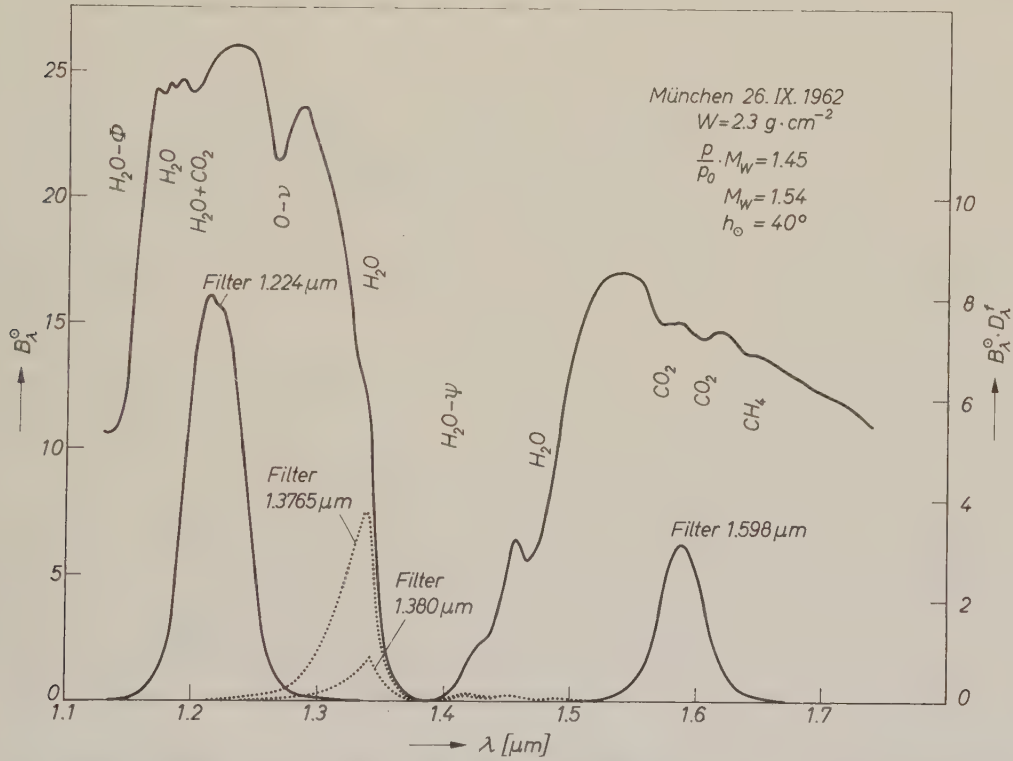


Abb.9. Spektrale Strahldichte der Sonne $B_\lambda^\odot$ und $B_\lambda^\odot$ multipliziert mit der Filterdurchlässigkeit D_λ^f

Wählt man für den Integrationsbereich des Sonnenspektrums $\Delta\lambda$ ein sehr kleines Stück ohne selektive Extinktion, dann ist die Fläche $I^\odot$ ein Maß für die nur durch kontinuierliche Extinktion geschwächte Sonnenstrahlung und sei dann $I_0^\odot$ genannt. Wir erhalten dann mit den Bezeichnungen des Kapitels 3.1.

$$I_0^\odot = \exp(-k^k \cdot U) \cdot \int_{\Delta\lambda} B_{0\lambda}^\odot \cdot d\lambda. \quad (3.3.-2)$$

Die Flächen unter den Produktkurven $B_\lambda^\odot \cdot D_\lambda^f$ sollen $I^{\odot+f}$ heißen, also

$$I^{\odot+f} = \int_{\Delta\lambda} B_\lambda^\odot \cdot D_\lambda^f \cdot d\lambda. \quad (3.3.-3)$$

Diese Flächen $I^{\odot+f}$ sind den Ausschlägen A des IFA-Registriergerätes proportional, wenn die geringe Änderung der spektralen Empfindlichkeit S_λ der Germanium-Photoempfänger über den Durchlässigkeitsbereich eines Filters vernachlässigt wird. Der Verlauf von S_λ ist in Abb. 5 dargestellt. Die Einflüsse der Atmosphäre auf das Integral $I^{\odot+f}$ sind nicht nur die Kontinuum-Extinktion, sondern, sofern vorhanden, auch die selektive Extinktion absorbierender Gase. Während bei einem Integral $I^{\odot+f}$ über den Durchlaßbereich eines Absorptionsfilters die Abhängigkeit der Fläche von der Stärke der Wasserdampfabsorption und damit der durchstrahlten Wasserdampfmasse erwünscht ist, weil das gerade die Meßgröße ist, sollten jedoch die Integrale $I^{\odot+f}$ über die Durchlaßbereiche der Referenzfilter unbeeinflusst sein von selektiver Absorption sowohl des Wasserdampfes als auch anderer Absorber. Nach der Definition der Größen $I^{\odot+f}$ und $I_0^\odot$, wonach die Integration für $I^{\odot+f}$ über den Durchlaßbereich des Filters und für $I_0^\odot$ nur über einen sehr schmalen Spektralbereich ohne selektive Absorption zu erstrecken ist, ist jedoch der Wert des Quotienten $I^{\odot+f}/I_0^\odot$ konstant, das heißt unabhängig von der durchstrahlten Wasserdampf- und Luftmasse, sofern innerhalb des Durchlaßbereiches des untersuchten Filters nur kontinuierliche Extinktion auftritt. Der Quotient $I^{\odot+f}/I_0^\odot$ gibt also die Möglichkeit, zu entscheiden, ob die Flächen unter den Referenzfiltern von selektiver Absorption beeinflusst sind. Ist ein derartiger Einfluß nicht vorhanden, dann hat der Quotient den gleichen Wert für alle Sonnenspektren, die ja bei verschiedenen durchstrahlten Wasserdampfmengen und verschiedenen durchstrahlten Luftmassen aufgenommen wurden.

Die Untersuchung wurde für alle Referenzfilter mit Sonnenspektren von München und vom Jungfrauoch durchgeführt. Die durchstrahlte Wasserdampfmenge schwankte zwischen 0,14 und 4,0 g · cm⁻² und die absolute Luftmasse zwischen 0,6 und 8,7. Die absolute Luftmasse gibt die Masse der durchstrahlten Luft in Vielfachen der Masse der homogenen Atmosphäre an. Die absolute Luftmasse wird durch den Ausdruck $(p/p_0) \cdot M_L$ gegeben, wobei p der Luftdruck an der Meßstation, p_0 der Normaldruck (1013 mb) und M_L die relative Luftmasse ist.

Die Untersuchung ergab, daß bei allen Referenzfiltern die $I^{\odot+f}/I_0^\odot$ -Werte innerhalb der Fehlergrenze bei der Bestimmung dieser Werte (fast 10%) konstant sind. Ein monotoner Gang der $I^{\odot+f}/I_0^\odot$ -Werte mit der Luft- beziehungsweise Wasserdampfmasse ist also nicht feststellbar, so daß die selektive Absorption der Atmosphäre in den Durchlaßbereichen der Referenzfilter keinen wesentlichen Einfluß auf die Genauigkeit der optischen Wasserdampfbestimmung hat.

3.4. Wellenlängenabhängigkeit des Kontinuum-Extinktionskoeffizienten k^k

Bei der hier angewandten Methode ist auch angenommen, daß über den Spektralbereich einer ganzen Filtergruppe, also in den Filterbereichen vor, in und hinter einer Absorptionsbande der Koeffizient k^k der kontinuierlichen Extinktion konstant ist (siehe Kapitel 3.1.). Eine Veränderlichkeit kann aber die Wasserdampfbestimmung beeinflussen.

3.4.1. Bestimmung des Extinktionskoeffizienten

Nach Beziehung (3.1.-5) ist der Ausschlag des Registriergerätes in einem Referenzbereich A_r proportional $\exp(-k^k \cdot U)$ und unabhängig von der Gestalt der spektralen Durchlässigkeitskurve des Filters, wenn k^k nur über den Durchlaßbereich des Filters konstant ist. In

Ausdruck (3.1.-7) kürzen wir weiter ab $c_r \cdot c^{\text{rf}} = C$ und lassen auch bei A den Index „r“ weg. k^k ist die Summe aus den Extinktionskoeffizienten durch Streuung an Luftmolekülen (RAYLEIGH-Streuung) und durch Streuung an den Aerosolen (MIE-Streuung). In den fraglichen Spektralbereichen ist $k_{\text{Rayleigh}}^k \ll k_{\text{Mie}}^k$. Damit k^k unabhängig von der Sonnenhöhe wird, ist es deshalb richtig, für U die relative Dunstmasse M_D zu benutzen. Man erhält dann die Formel

$$A = C \cdot \exp(-k^k \cdot M_D). \quad (3.4.-1)$$

Trägt man also Meßwerte A bei konstanter Trübung der Atmosphäre (k^k zeitlich konstant) mit einer logarithmisch geteilten Ordinate über einer linear geteilten Abszisse auf, dann entsteht eine Gerade, deren Extrapolation zur Dunstmasse Null den Wert von C ergibt.

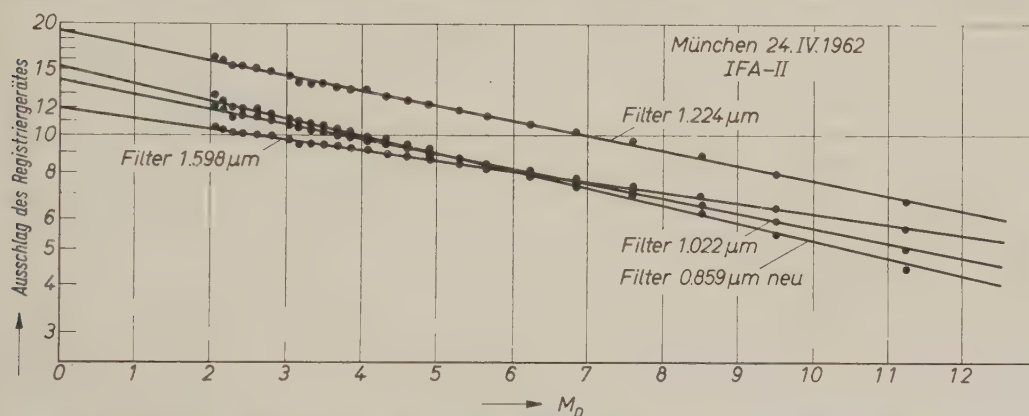


Abb.10. Ausschläge des Registriergerätes in den Referenzbereichen aufgetragen gegen die Dunstmasse M_D zur Bestimmung der C -Werte

In Abb.10 ist als Beispiel eine solche Darstellung der A -Werte der Filter 0,853 μm neu, 1,022 μm , 1,224 μm und 1,598 μm vom 24. April 1962 in München gezeigt. Für M_D wurde entsprechend Kapitel 3.7. die Funktion $\sec z$ verwendet.

Die nach k^k aufgelöste Gleichung (3.4.-1)

$$k^k = \frac{\ln C - \ln A}{M_D} \quad (3.4.-2)$$

gibt nun die Möglichkeit, aus beliebigen Meßwerten A den Kontinuum-Extinktionskoeffizienten zu berechnen.

Die nach Formel (3.4.-2) resultierenden Werte des Extinktionskoeffizienten sind jedoch nicht die wahren Extinktionskoeffizienten der Atmosphäre. Der halbe Gesichtswinkel des Aktinographen beträgt $8,5^\circ$, so daß der Apparat außer der Sonne auch einen Teil des Himmels in Sonnennähe „sieht“. Da mit zunehmender Trübung der Atmosphäre besonders die Vorwärtsstreuung zunimmt, wodurch die Empfänger dann mehr zusätzliche Strahlung vom Himmel erhalten, ist der gemessene Wert von k^k kleiner als der wahre kontinuierliche Extinktionskoeffizient. Der nach Formel (3.4.-2) bestimmte Extinktionskoeffizient hat aber gerade den für das Gerät charakteristischen Wert, der im nächsten Abschnitt gebraucht wird, um den Gang von Q_0 zu bestimmen. Die k^k -Werte sind verschieden für verschiedene Dunstkonzentrationen. Der Wert von $k_a^k = k_2$ für eine Bande wurde durch lineare Interpolation der Werte $k_{r_2}^k = k_1$ und $k_{r_1}^k = k_3$ der benachbarten Referenzbereiche gewonnen.

3.4.2. Der Einfluß von k^k auf die Quotienten Q_0

Falls k^k wellenlängenabhängig ist, kürzen sich in Formel (3.1.-11) die Glieder $\exp(-k^k \cdot U) = \exp(-k^k \cdot M_D)$ [siehe letzten Abschnitt] nicht heraus und der Faktor Q_0 ist nicht mehr eine Konstante, sondern wird von der Dunstmasse abhängig. Zur Abkürzung werden die Bezeichnungen $c_a \cdot c^{af} = C_2$, $c_{r1} \cdot c^{rf1} = C_1$ und $c_{r2} \cdot c^{rf2} = C_3$ und für k^k entsprechend k_1, k_2, k_3 eingeführt. Der Ausdruck Q_0 lautet dann

$$Q_0 = \frac{C_2 \cdot \exp(-k_2 \cdot M_D)}{C_1 \cdot \exp(-k_1 \cdot M_D) + C_3 \cdot \exp(-k_3 \cdot M_D)} \quad (3.4.-4)$$

beziehungsweise

$$Q_0 = \frac{C_2}{C_3} \cdot \frac{\exp(-k_2 \cdot M_D)}{\frac{C_1}{C_3} \cdot \exp(-k_1 \cdot M_D) + \exp(-k_3 \cdot M_D)} \quad (3.4.-5)$$

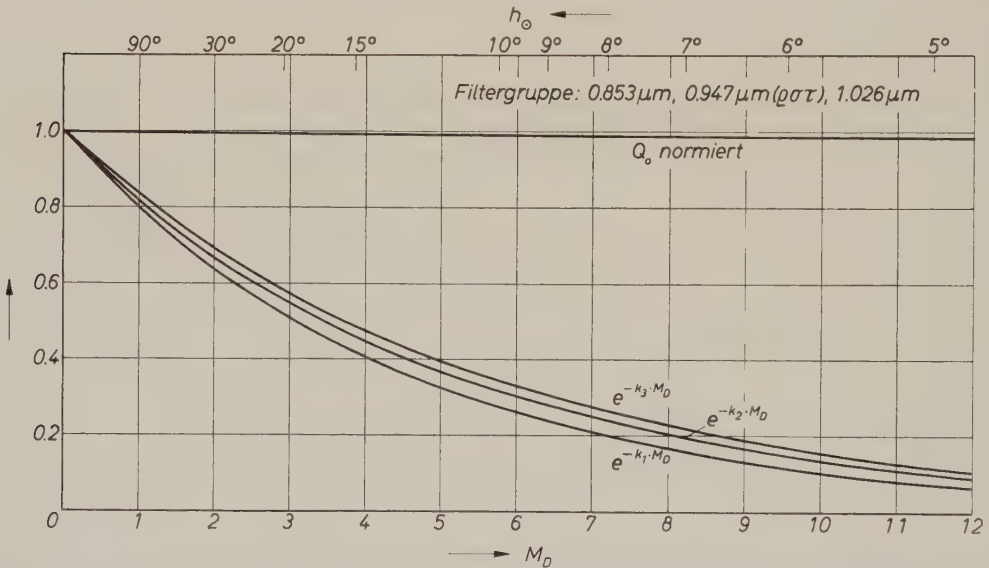


Abb. 11. Die Abhängigkeit von Q_0 (zu 1,0 normiert bei der Dunstmasse Null) von der Dunstmasse M_D und die Funktion $\exp(-k \cdot M_D)$ mit Kontinuums-extinktionskoeffizienten für die Spektralbereiche der drei Filter

Für alle verwendeten Filtergruppen wurden danach die Quotienten Q_0 als Funktionen von M_D berechnet mit Extinktionskoeffizienten k_1, k_2, k_3 , die an einem ziemlich dunstigen Tag gemessen wurden. In der Abb. 11 ist als Beispiel Q_0 gegen M_D linear aufgetragen. $Q_0(M_D)$ wurde für $M_D = 0$ zu 1 normiert. Zum Vergleich wurden die Werte von $\exp(-k_1 \cdot M_D)$, $\exp(-k_2 \cdot M_D)$ und $\exp(-k_3 \cdot M_D)$ zugefügt. Die Änderung der Funktion $Q_0(M_D)$ beträgt für alle verwendeten Bande-Filter-Empfänger-Kombinationen höchstens 3% bei einer M_D -Änderung von 0 bis 12, so daß also hierdurch die Meßgröße Q einen virtuellen Gang von maximal 3% zeigt. Überdies geht der Effekt noch teilweise in die Eichung ein, da zu einem gewissen Bereich von $W = w \cdot M_w$ immer auch ein gewisser Bereich von M_w gehört.

Probeweise wurde für die Φ -Bande mit dem Filter 1,137 μm der einfache Quotient [Formel (3.1.-13)] mit nur einem Referenzfilter gebildet. Hier zeigt der Q_0 -Wert einen erheblichen Gang von 25%. Zur optischen Wasserdampfbestimmung ist es deshalb empfehlenswert, immer mit zwei Referenzfiltern zu arbeiten.

3.5. Druck- und Temperaturabhängigkeit der Wasserdampfabsorption

Die Gesamtabsorption der Wasserdampfbanden ist nicht nur von der Wasserdampfmasse, sondern auch vom Druck und der Temperatur der umgebenden Gase abhängig. Zur Bestimmung des Wasserdampfgehaltes im optischen Weg müßte deshalb außer der Gesamtabsorption auch die Verteilung des Wasserdampfgehaltes in Abhängigkeit vom Luftdruck und die dazugehörige Temperatur bekannt sein. Ihre Vernachlässigung könnte Fehler bewirken.

Über die Druckabhängigkeit der Bandenabsorption liegen Labormessungen von HOWARD et al. (1955) vor. In einer mehrfach durchstrahlten großen Küvette wurden Wasserdampfmassen zwischen $0,02$ bis $1,0 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ bei verschiedenen Partialdrucken unter Beifügung von Stickstoff und Sauerstoff zur Erhöhung des Gesamtdruckes untersucht. Die Gesamtabsorption der Banden in Abhängigkeit von der Wasserdampfmasse und dem Gesamtdruck ist durch empirische Formeln beschrieben worden.

Diese Formeln sind jedoch für die vorliegende Untersuchung nicht brauchbar, da der Ausschlag des Registriergerätes nicht proportional der Gesamtabsorption der Bande ist, denn die spektrale Transmission der Bande D_{λ}^b wird von der spektralen Strahldichte der Sonne $B_{0\lambda}^{\odot}$, der Filterfunktion D_{λ}^{af} und der spektralen Empfindlichkeitsverteilung des Empfängers S_{λ} überlagert. Der Quotient Q ist also dem folgenden Integral I proportional

$$Q \sim \int B_{0\lambda}^{\odot} D_{\lambda}^b \cdot D_{\lambda}^{\text{af}} \cdot S_{\lambda} \cdot d\lambda = I. \quad (3.5.-1)$$

Um den Wert dieses Integrals zu bestimmen, muß also die spektrale Verteilung der Bandendurchlässigkeit D_{λ}^b bekannt sein. Die zitierte Arbeit von HOWARD et al. enthält auch eine Reihe von Abbildungen, in denen die spektrale Absorption $A_{\lambda}^b = 1 - D_{\lambda}^b$ über der Wellenzahl ν bei verschiedenen Versuchsbedingungen dargestellt ist. Unter diesen Abbildungen befinden sich für die Φ -Bande ($1,1 \mu\text{m}$) und die Ψ -Bande ($1,38 \mu\text{m}$) jeweils zwei Abbildungen mit gleicher durchstrahlter Wasserdampfmasse ($0,19 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$), gleichem Partialdruck ($5,6 \text{ Torr}$) und den beiden Gesamtdrucken 735 Torr und 386 Torr . Die Unterschiede der Integralwerte I für 735 Torr und 386 Torr würden in der Atmosphäre dann auftreten, wenn eine Wasserdampfschicht von $0,19 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ einmal bei 735 Torr ($\sim 300 \text{ m}$ Höhe) und einmal bei 386 Torr ($\sim 5400 \text{ m}$ Höhe) konzentriert wären. Die wahren Verhältnisse sind natürlich nie so extrem.

In der Abb. 12 sind für die Ψ -Bande mit dem Filter $1,3765 \mu\text{m}$ über einer linearen Wellenlängenskala $B_{0\lambda}^{\odot}$ nach JOHNSON (1954), S_{λ} nach Angaben der Herstellerfirma Siemens, D_{λ}^b nach HOWARD (1955), D_{λ}^{af} nach eigenen Messungen und die Produkte $B_{0\lambda}^{\odot} \cdot D_{\lambda}^{\text{af}} \cdot S_{\lambda}$ aufgetragen. Der Ordinatenmaßstab ist willkürlich.

Für die Φ - und Ψ -Bande wurden die Flächen I unter den Produktkurven bestimmt und ihr Quotient für beide Drucke berechnet. Die Ergebnisse sind in der Tab. 2 gegeben.

Tabelle 2

Bande	Filter	$I^{735 \text{ Torr}}$ in mm^2	$I^{386 \text{ Torr}}$ in mm^2	$\frac{I^{735 \text{ Torr}}}{I^{386 \text{ Torr}}}$
Φ	$1,137 \mu\text{m}$	6380	6500	0,982
Ψ	$1,3765 \mu\text{m}$	4360	5620	0,776
Ψ	$1,380 \mu\text{m}$	10340	12920	0,800

Nach Formel (3.5.-1) sind die Flächen I proportional dem Quotienten Q . Nimmt man an, daß die Eichung für $0,19 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ bei 735 Torr korrekt ist, dann müßte ein unter 386 Torr gemessener Quotient Q mit dem Faktor aus der letzten Spalte der Tab. 2 multipliziert werden, um die Eichkurve für 735 Torr verwenden zu können. Selbst unter diesen extremen Annahmen über die vertikale Wasserdampfverteilung stimmen die beiden I -Werte für die Φ -Bande mit dem verwendeten Filter auf 2% überein. Für die Ψ -Bande mit den zwei verwendeten Filtern ergeben sich Abweichungen von 22% bzw. 20% . Diese ziemlich großen Abweichungen lassen es wünschenswert erscheinen, eine Abschätzung für eine weniger extreme Wasserdampfverteilung zu haben.

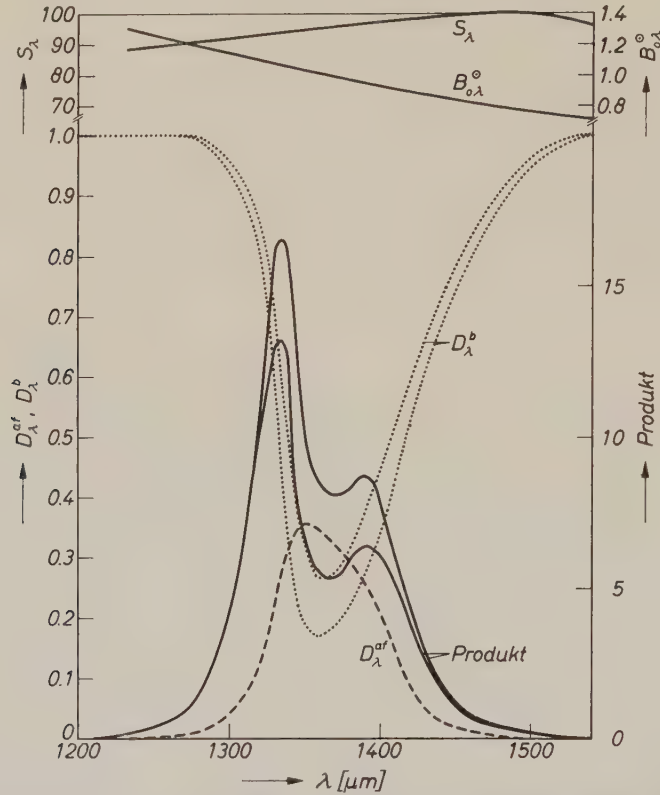


Abb. 12. Die Größen $B_{0\lambda}^0$, S_λ , D_λ^b (Ψ -Bande) für $0,19 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ Wasserdampfmasse und die Gesamtdrucke 735 Torr und 386 Torr, D_λ^{af} (Filter $1,3765 \mu\text{m}$) und die Produkte $B_{0\lambda}^0 \cdot D_\lambda^b \cdot D_\lambda^{\text{af}} \cdot S_\lambda$

Dazu stehen theoretische Daten der spektralen Durchlässigkeit des Wasserdampfes für verschiedene Wasserdampfmassen und verschiedene Gesamtdrucke, die von WYATT, STULL und PLASS (1962) berechnet wurden, zur Verfügung. Es wurden die Integrale I [siehe Formel (3.5.-1)] für die Ψ -Bande mit dem $1,3765 \mu\text{m}$ -Filter für mehrere Wasserdampfmassen und Drucke berechnet, nämlich für $W = 0,0, 0,1, 0,2, 0,5, 1,0, 2,0, 5,0, 10,0, 20,0 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ und jede dieser Wasserdampfmassen mit den Drucken $0,1, 0,2, 0,5, 1,0 \text{ atm}$. Die I -Werte für andere Drucke zwischen $0,1$ und $1,0 \text{ atm}$ kann man durch graphische Interpolation erhalten.

Damit ist es möglich, die Durchlässigkeit des Wasserdampfes mit beliebiger vertikaler Verteilung in der Atmosphäre unter Berücksichtigung der Filterdurchlässigkeit, der spek-

tralen Verteilung der Sonnenstrahlung und der spektralen Empfindlichkeit der Empfänger zu bestimmen.

Die sich ergebenden Durchlässigkeiten bei meteorologisch extremen Wasserdampfverteilungen sind mit der Durchlässigkeit bei normaler vertikaler Wasserdampfverteilung zu vergleichen. Dazu wurde die Atmosphäre in 6 Schichten aufgeteilt (Abb. 13). Die untere Abbildung zeigt die normale vertikale Verteilung nach SÜRING und die obere eine Verteilung mit zwei kräftigen Inversionen. In beiden Fällen ist der totale Wasserdampfgehalt der

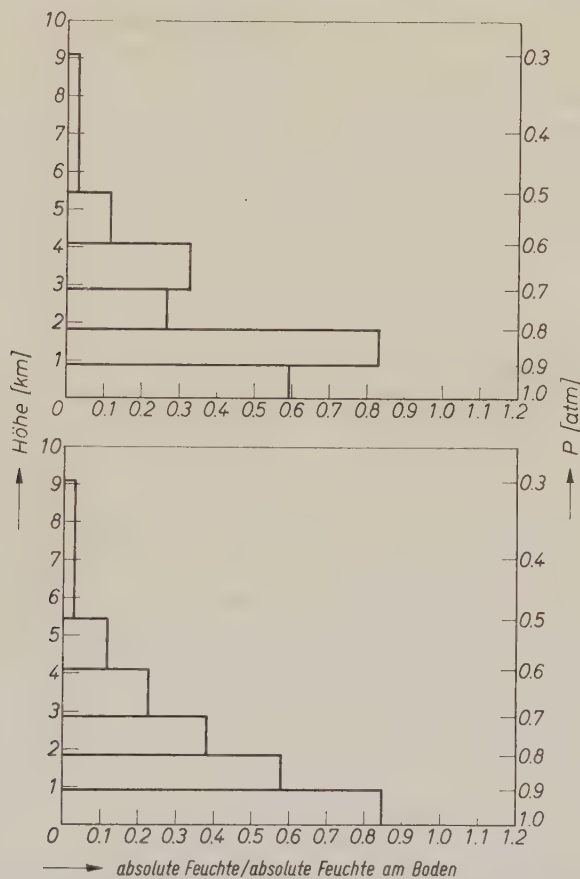


Abb. 13. Atmosphärische Modelle mit normaler und ungewöhnlicher Wasserdampfverteilung zur Bestimmung der Druckabhängigkeit der Wasserdampfabsorption

gleiche. Die Durchlässigkeit des gesamten Wasserdampfes der Atmosphäre erhält man näherungsweise durch die Durchlässigkeit der Wasserdampfmasse beim gewichteten Druck $\hat{p}$. Dieser ist definiert durch

$$\hat{p} = \frac{\sum_{i=1}^n p_i \cdot \Delta w_i}{\sum_{i=1}^n \Delta w_i}, \quad (3.5.-2)$$

wobei p_i der mittlere Druck und Δw_i der Wasserdampfgehalt der Schicht i ist. Es ergibt sich, daß die Abweichungen der Durchlässigkeiten der Modelle in allen Fällen, die über

Tiefeland und über Bergstationen und für hohe und niedrige Sonnenhöhen vorkommen (W zwischen $0,1$ und $20 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$), unter $1,6\%$ bleiben. Für die $\rho\sigma\tau$ -Bande stehen keine Werte zur Verfügung. Es darf jedoch angenommen werden, daß eine entsprechende Abschätzung zu ähnlichen Ergebnissen führen würde, da die Bande schwächer ist als die Ψ -Bande.

Der Temperatureffekt kann folgendermaßen abgeschätzt werden. Die Halbwertsbreite α_L einer LORENTZ-Linie ist proportional der Wurzel aus der absoluten Temperatur T .

$$\alpha_L \sim \frac{p}{p_0} \cdot \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1/2}. \quad (3.5.-3)$$

Nach LADENBURG und REICHE (1913) ist die integrale Absorption $\int_{-\infty}^{+\infty} A_\nu d\nu$ einer LORENTZ-Linie bei kleinen durchstrahlten Gasmassen unabhängig von Druck und Temperatur und bei großen durchstrahlten Gasmassen proportional der Quadratwurzel des Druckes und umgekehrt proportional der 4. Wurzel der Temperatur, also

$$\int_{-\infty}^{+\infty} A_\nu \cdot d\nu \sim \left(\frac{p}{p_0} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4}. \quad (3.5.-4)$$

Sicher ist die Absorption einer LORENTZ-Linie kein Modell für die Absorption einer ganzen Bande, aber auch bei der Bandenabsorption wird die Druck- und Temperaturabhängigkeit durch die Änderung der Halbwertsbreiten verursacht. Die integrale Absorption der Bande wird deshalb eine Abhängigkeit analog (3.3.-3) oder (3.5.-4) oder einer dazwischen liegenden Potenz zeigen.

Verwendet man entsprechend der CINA-Atmosphäre die Bodenwerte $p_0 = 1013 \text{ mb}$ und $T_0 = 15^\circ \text{C} = 288^\circ \text{K}$ und nimmt man an, daß der gesamte Wasserdampf in 3500 m Höhe bei $p = 660 \text{ mb}$ mit $T = -8^\circ \text{C} = 265^\circ \text{K}$ konzentriert ist, dann wird $p/p_0 = 0,652$, $(T_0/T)^{1/2} = 1,043$ und $(p/p_0)^{1/2} = 0,808$, $(T_0/T)^{1/4} = 1,022$. Im Falle einer Gesetzmäßigkeit (3.5.-3) beträgt dann der Temperatureinfluß nur 12% und im Falle (3.5.-4) nur 11% des Druckeinflusses. Da die ermittelten Druckabhängigkeiten weniger als 2% Variation des Q -Wertes verursachen, kann der Temperatureinfluß vernachlässigt werden.

3.6. Ablesefehler

Die Ausschläge des Registriergerätes lassen sich nur mit einer begrenzten Genauigkeit ablesen. Bei großen durchstrahlten Wasserdampfmassen W werden die Ausschläge kleiner, so daß die relativen Ablesefehler größer werden.

Differenziert man Q in Gleichung (1.-1) nach den fehlerhaften Größen A_{r1} , A_a und A_{r2} , so erhält man den relativen Fehler von Q zu

$$\frac{dQ}{Q} = \frac{dA}{A_a} + \frac{2 \cdot dA}{A_{r1} + A_{r2}} = (1 + Q) \cdot \frac{dA}{A_a}. \quad (3.6.-1)$$

Dabei ist $dA = dA_a = dA_{r1} = dA_{r2}$ die für alle drei Meßausschläge gleiche Ungenauigkeit der Ablesung, die mindestens $\pm 0,1 \text{ mm}$ beträgt. Für die verschiedenen verwendeten Bande-Filter-Empfänger-Kombinationen wurden die prozentualen Fehler dQ/Q mit Benutzung der Registrierungen eines beliebigen Meßtages nach (3.6.-1) berechnet und in der Abb. 14 als Funktion von W dargestellt. Die Werte von dQ/Q sind kleiner als $\pm 2\%$ bis $W = 20 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Dazu kommt ein Rechenfehler von etwa $\pm 0,5\%$ (Rechenschiebergengenauigkeit).

Die Ablesefehler werden größer, wenn die Atmosphäre unruhig ist, weil dann die mit 24 Sekunden Zeitabstand erscheinenden Registrierpunkte einer Meßstelle nicht nebeneinander liegen, sondern streuen. Diese schnellen Variationen der Sonnenstrahlung an den Empfängern würden keine Fehlerquelle sein, wenn die Meßwerte einer Filtergruppe gleichzeitig und nicht mit einigen Sekunden Abstand registriert würden. Die Unruhe ist gewöhnlich gering in den ersten Stunden nach Sonnenaufgang und vor Sonnenuntergang. Sie ist etwa gleich auf dem Jungfraujoch und in S. Àgata und deutlich stärker in München.

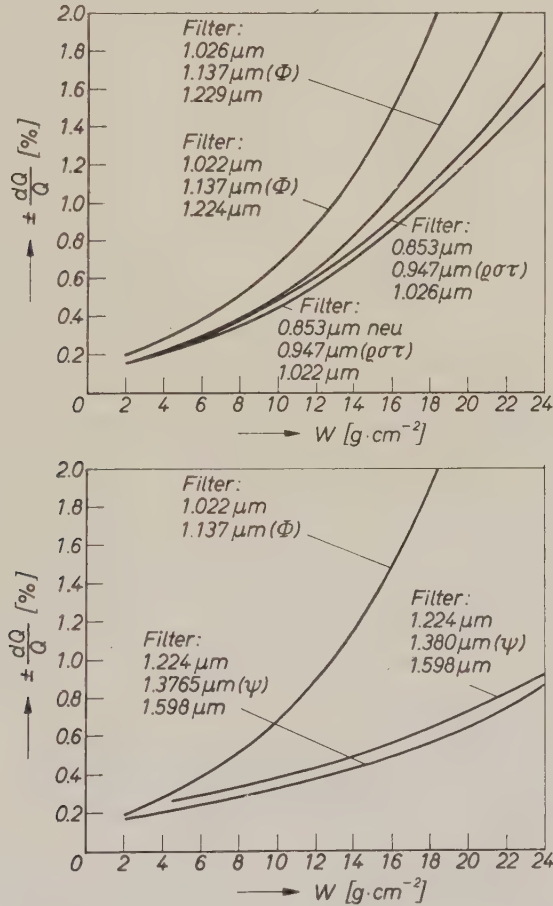


Abb. 14. Der relative Fehler $\frac{dQ}{Q}$ in Prozent bei einem Ablesefehler von $\pm 0,1$ mm für die verschiedenen Filtergruppen

3.7. Fehler der tabellierten relativen Wasserdampfmasse

Bei der optischen Bestimmung des Gesamtwasserdampfgehaltes w in einer vertikalen Säule erhält man nach Benutzung der Eichkurven zunächst den Wasserdampfgehalt W im Weg zwischen Sonne und Empfänger. Aus W erhält man w [siehe Formel (3.1.-15)] durch die Beziehung

$$w = \frac{W}{M_w} \quad (3.7.-1)$$

M_w ist von SCHNAIDT (1938) unter der Annahme einer mittleren vertikalen Verteilung des Wasserdampfes als Funktion z der Zenitdistanz der Beobachtungsrichtung berechnet worden.

Andere vertikale Verteilungen können Abweichungen der tatsächlicheren relativen Wasserdampfmasse von der SCHNAIDTSchen Funktion hervorrufen.

Die Definition einer „relativen Masse“ M ist

$$M = \frac{\int_{h_0}^{\infty} \varrho(h) \cdot ds}{\int_{h_0}^{\infty} \varrho(h) \cdot dh}, \quad (3.7.-2)$$

wobei $\varrho(h)$ die Massendichte in der Höhe h und s die Koordinate auf dem optischen Weg ist. Die Ableitung der ausführlichen Formel zur Berechnung von M findet sich zum Beispiel bei MÖLLER (1957). Dazu müssen Annahmen gemacht werden über die vertikale Verteilung der Dichte zum Beispiel der trockenen Luft oder des Wasserdampfes oder des Ozons.

Die relative Luftmasse wird meist nach den von BEMPORAD (1904) berechneten Tabellen verwendet. Er legte eine vertikale Luftdichteverteilung $\varrho = \varrho_0 \cdot 0,9^h$ zugrunde, was nach FOITZIK und HINZPETER (1958) einem vertikalen Temperaturgradienten von $0,61^\circ\text{C}/100\text{ m}$ entspricht und damit etwa dem Temperaturgradienten der CINA-INA-Atmosphäre gleich ist. Kürzlich hat KASTEN (1963) die relative Luftmasse auf der Grundlage der „ARDC model atmosphere 1959“ neu berechnet. Seine Luftmassen sind bei 4° Sonnenhöhe nur $0,8\%$ und bei 8° Sonnenhöhe nur $0,5\%$ kleiner als der BEMPORADSche Wert, Abweichungen, die vernachlässigt werden können.

Die SCHNAIDTSche Berechnung der relativen Wasserdampfmassen benutzt die vertikale Verteilung des Wasserdampfes $\varrho = \varrho_0 \cdot 10^{-0,1581 \cdot h - 0,00911 \cdot h^2}$, der gut fundierte Mittelwerte der Dampfdruckabnahme mit der Höhe und der vertikalen Temperaturverteilung für Mitteleuropa zugrunde liegen.

Die Berechnungen von BEMPORAD und SCHNAIDT gelten für einen Beobachter in Meeresniveau und bei Normalwerten von Bodendruck und -temperatur. Die Fehler durch abweichende Werte am Beobachtungsort sind sehr gering. Nach STAUDE (1946) ist bei -12°C für die Zenitdistanz $z = 88^\circ$ die BEMPORADSche Zahl 19,787 um 0,3 ($1,3\%$) zu klein und bei 550 Torr um 0,3 zu groß.

Die durch die Höhenabhängigkeit des Brechungsindex verursachte Strahlenkrümmung ist gering. Nach LINKE (1953) beträgt die mittlere atmosphärische Refraktion (Hebung) bei $z = 88^\circ$ etwa $0,3^\circ$, bei $z = 85^\circ$ etwa $0,2^\circ$ und bei $z = 82^\circ$ nur noch etwa $0,1^\circ$. Auf Bergstationen ist die Strahlenkrümmung noch geringer.

Für eine ebene Erde ist bei Vernachlässigung der Refraktion der Winkel z offenbar unabhängig von h . Aus Formel (3.7.-2) folgt dann

$$M = \sec z, \quad (3.7.-3)$$

d.h. M ist unabhängig von der vertikalen Verteilung der durchstrahlten Substanzen. Dieser Fall wird um so besser angenähert, je stärker die Substanzen in den unteren Schichten der Atmosphäre konzentriert sind. Die Aerosolkonzentration nimmt mit der Höhe stärker ab als die Wasserdampfkonzentration und diese stärker als die trockene Luft. Das führt zu der Ungleichung

$$M_L < M_w < M_D < \sec z. \quad (3.7.-4)$$

Die wahren Werte der relativen Wasserdampfmasse M_w können deshalb nur zwischen den Funktionen $\sec z$ und M_L liegen.

Die Abweichungen der berechneten relativen Wasserdampfmassen M_w von den Funktionen $\sec z$ und M_L in Prozent der relativen Wasserdampfmasse nehmen mit abnehmender Sonnenhöhe zu, erreichen einen Wert von $\pm 3\%$ aber erst bei 7° Sonnenhöhe, die der relativen Wasserdampfmasse 8 entspricht. Nennenswerte Fehler der relativen Wasserdampfmasse wegen der Abweichung der vertikalen Wasserdampfverteilung von der zur Berechnung der relativen Wasserdampfmasse angenommenen Normalverteilung treten also erst auf, wenn sich die Sonne in der Nähe des Horizontes befindet.

Der Hauptteil des Dunstes liegt der Erdoberfläche auf, mit einer ziemlich scharfen Obergrenze in nur 1 km Höhe im Winter und 3 km im Sommer. Man nimmt deshalb eine homogene Vertikalverteilung mit verschiedenen hohen Obergrenzen an. Unter dieser Annahme hat PAETZOLD (1953) die relative Dunstmasse berechnet. Bei der Zenitdistanz $z = 85^\circ$ ist die Dunstmasse erst maximal 3% kleiner als $\sec z$.

In dieser Arbeit werden deshalb für die relative Dunstmasse die Werte der Funktion $\sec z$ benutzt.

Um nach den Tabellen die relativen Massen ablesen zu können, muß man die Sonnenhöhe $h_\odot$ zur Zeit der Beobachtung kennen. Auch deren Werte sind mit Fehlern behaftet. Die Sonnenhöhe $h_\odot$ für einen Meßplatz mit der geographischen Breite φ berechnet sich nach der Formel

$$\sin h_\odot = \sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t, \quad (3.7.-5)$$

wobei δ die Deklination der Sonne und t der Stundenwinkel ist. Nach dieser Formel wurden im Institut für angewandte Mathematik der Universität in Mainz für alle unsere Meßplätze die Sonnenhöhen für sehr enge Intervalle von δ und t berechnet. Die Zeitmarkierungen auf dem Registriergerät sind bei genauer Kenntnis der wahren Ortszeit WOZ mit mindestens $\pm 0,3$ mm Genauigkeit anzubringen. Das entspricht einer Zeitgenauigkeit der Markierung von $\pm 13,5$ Sekunden und einer Genauigkeit des Stundenwinkels von $\pm 3,4' = \pm 0,06^\circ$.

Das totale Differential der Sonnenhöhe $h_\odot$ findet man nach dem Ausdruck (3.7.-5) zu

$$dh_\odot = \frac{1}{\cos h_\odot} \cdot [(\sin \varphi \cdot \cos \delta - \cos \varphi \cdot \sin \delta \cdot \cos t) \cdot d\delta - \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \sin t \cdot dt]. \quad (3.7.-6)$$

Die Werte $dh_\odot$ als Funktion von $h_\odot$ wurden für die in Frage kommende höchste (S. Ägata, $\delta = +23,5^\circ$) und tiefste Sonnenbahn (München, $\delta = -23,5^\circ$) berechnet. Zu den Werten $dh_\odot$ wurden nach

$$\frac{dM_w}{M_w} = \frac{M_w(h_\odot) - M_w(h_\odot + dh_\odot)}{M_w(h_\odot)} \quad (3.7.-7)$$

die zugehörigen relativen Fehler der Wasserdampfmasse bestimmt. Dabei wurde der Deklinationsfehler $d\delta = \pm 0,05^\circ$, der Zeitfehler wie oben angegeben, verwendet. Der mit abnehmen der Sonnenhöhe zunehmende Wert von dM_w/M_w ist größer für die hohe als für die niedrige Sonnenbahn, beträgt jedoch bei $M_w = 8$ nur $\pm 1,0\%$ und bei $M_w = 12$ erst $\pm 1,5\%$. Alle diese Fehler sind daher sehr geringfügig.

3.8. Genauigkeit der Wasserdampfbestimmung

Die verschiedenen Fehlerquellen der Wasserdampfbestimmung sollen eingeteilt werden in

1. Eichfehler,
2. Meßfehler,
3. Fehler der tabellierten Wasserdampfmasse.

Mit „*Eichfehler*“ ist die Ungenauigkeit der Eichkurve gemeint, in der analytischen Formulierung also Fehler der Eichkurvenkenngrößen Q_0 , n und k . Dieser Fehler wurde in Kapitel 3.2.3. behandelt. Er wird verursacht durch die Unsicherheit, mit der man eine Kurve durch die streuenden Eichpunkte legen kann. Die Ungenauigkeit der Eichkurve bedingt einen Fehler dW der durchstrahlten Wasserdampfmasse W , der zwar von W abhängig ist, dessen Abhängigkeit aber quantitativ nicht angegeben werden kann. Er wird deshalb konstant zu $\pm 3\%$ für Messungen an Tieflandstationen und $\pm 10\%$ für Bergstationen angenommen.

Mit „*Meßfehler*“ sind die Fehler dQ der gemessenen Quotienten Q gemeint. Er hat mehrere Ursachen:

1. Der Einfluß selektiver atmosphärischer Absorption auf die Referenzbereiche (Kapitel 3.3.) verursacht eine Abhängigkeit des „konstanten“ extraterrestrischen Quotienten Q_0 von der absoluten Wasserdampfmasse und der absoluten Luftmasse. Diese Abhängigkeit ist aber so klein, daß sie keinen erkennbaren Beitrag zum Meßfehler liefert.
2. Die Wellenlängenabhängigkeit des Kontinuum-Extinktionskoeffizienten verursacht eine Abhängigkeit des „konstanten“ extraterrestrischen Quotienten Q_0 von der absoluten Dunstmasse (Kapitel 3.4.). Da die absolute Dunstmasse nicht bekannt ist, wurde der Gang von Q_0 und damit von Q für einen stark dunstigen Tag als Funktion der relativen Dunstmasse angegeben. Dieser Fehler nimmt mit zunehmender Dunstmasse zu, bleibt aber bis zur relativen Dunstmasse 12 unter 3% .
3. Die Absorption des Wasserdampfes ist nicht nur von der durchstrahlten Masse, sondern auch von dem Druck und der Temperatur der umgebenden Gase abhängig. Die Quotienten Q sind deshalb bei gleicher durchstrahlter Wasserdampfmasse, aber verschiedener vertikaler Verteilung dieser Masse etwas verschieden. Wie in Kapitel 3.5. nachgewiesen wurde, ist der hierdurch verursachte Fehler dQ/Q unter extremen Bedingungen nicht größer als $\pm 0,8\%$. In der Mehrzahl der Fälle dürfte dieser Fehler wesentlich kleiner sein. Dieser Fehler hat deshalb keinen großen Einfluß auf die Genauigkeit der optischen Wasserdampfbestimmung.
4. Die Ausschläge des Registriergerätes können nur mit einer begrenzten Genauigkeit abgelesen werden, wodurch der Ablesefehler verursacht wird (Kapitel 3.6.). Unter günstigen Meßbedingungen (keine kurzzeitigen Schwankungen der Wasserdampf- und Aerosolmasse im Weg zwischen Sonne und Empfänger) bleibt dieser Fehler bis zu einer durchstrahlten Wasserdampfmasse $W = 20 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ unter $\pm 2\%$. Wenn die einzelnen Meßpunkte der Registrierung stärker streuen, kann dieser Fehler beträchtlich ansteigen. Er kann so groß werden, daß die Wasserdampfbestimmung in vernünftigen Fehlergrenzen unmöglich wird, weil das Registriergerät nicht gleichzeitig in den verschiedenen Spektralbereichen mißt.

Die Meßfehler dQ/Q gehen bei Benutzung der Eichkurve ebenfalls in Fehler dW/W über. Die Auflösung der Eichfunktion nach W ergibt

$$W = \left(\frac{\ln Q_0 - \ln Q}{k} \right)^n. \quad (3.8.-1)$$

Nimmt man an, daß die Eichung fehlerfrei ist, dann gibt das totale Differential von (3.8.-1) bezüglich der fehlerhaften Größe Q den Fehler von W .

$$\frac{dW}{W} = - \frac{n}{k \cdot \sqrt[n]{W}} \cdot \frac{dQ}{Q} \quad (3.8.-2)$$

ist also der relative Fehler der durchstrahlten Wasserdampfmasse W .

Der Term $n/k \cdot \sqrt[n]{W}$ der Formel (3.8.-2) ist der Faktor, mit dem sich ein Meßfehler dQ/Q zum Wasserdampffehler dW/W multipliziert. Da in Formel (3.8.-2) Q_0 nicht vorkommt, ist dW/W demnach für alle Filtergruppen mit gleicher Bande und gleichem Absorptionsfilter gleich. Der Term $n/k \cdot \sqrt[n]{W}$ ist in Abb. 15 als Funktion von W für die verschiedenen Filtergruppen dargestellt.

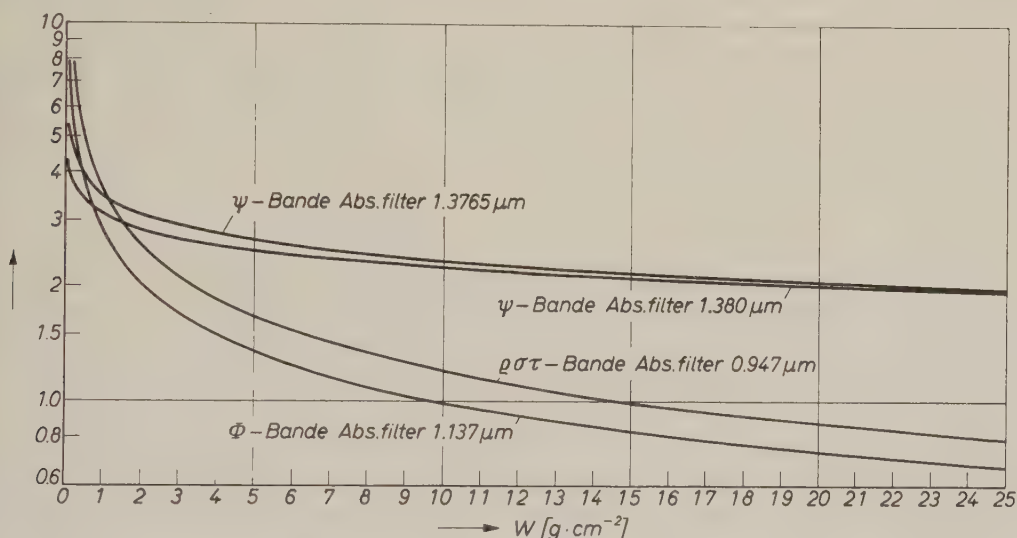


Abb. 15. Faktor, mit dem ein Meßfehler dQ/Q zu multiplizieren ist, damit man den dazugehörigen Fehler dW/W des Wasserdampfgehaltes erhält, in Abhängigkeit vom Wasserdampfgehalt

Für die stärkste der drei Banden, die Ψ -Bande, ist dieser Faktor immer größer als 2, während er für die $\rho\sigma\tau$ - und die Φ -Bande für große Werte von W sogar kleiner als 1 wird. Bei kleinen Wasserdampfmassen wird dann allerdings der Faktor für die $\rho\sigma\tau$ - und die Φ -Bande größer als der für die Ψ -Bande mit den beiden Absorptionsfiltern. Dieser Vorteil wird in unserem Fall allerdings zunichte gemacht durch die in diesem Wasserdampfbereich viel ungenaueren Eichungen für die Ψ -Bande als für die $\rho\sigma\tau$ - und die Φ -Bande.

Die Fehler der tabellierten Wasserdampfmasse dM_w sind in Kapitel 3.7 behandelt. Sie werden verursacht durch die Abweichungen der tatsächlichen vertikalen Wasserdampfverteilung von der angenommenen Normalverteilung, die der als Funktion der Sonnenhöhe $h_\odot$ berechneten relativen Wasserdampfmasse zugrunde liegt. Dazu kommt als Fehlerquelle die Ungenauigkeit der Sonnenhöhenbestimmung wegen der Zeitmarkenfehler. Der Fehler dM_w/M_w nimmt mit zunehmender relativer Wasserdampfmasse M_w zu und übersteigt $\pm 3\%$ erst bei der relativen Wasserdampfmasse 8, was einer Sonnenhöhe von 7° entspricht. Messungen bei niedrigem Sonnenstand sollten also vermieden werden.

Aus der Beziehung (3.1.-15) ergibt sich durch Differentiation der relative Fehler von w zu

$$\frac{dw}{w} = \frac{dW}{W} + \frac{dM_w}{M_w} . \quad (3.8.-3)$$

W ist fehlerhaft wegen der Eichfehler und der Meßfehler. Die relative Wasserdampfmasse M_w ist mit dem Tabellenfehler behaftet. Der relative Fehler des totalen Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre w setzt sich demnach additiv aus den W -Fehlern und den Tabellenfehlern zusammen.

Zusammenfassend wird festgestellt, daß die Genauigkeit der optischen Wasserdampfbestimmung bei Messungen von Bergstationen (kleiner Wasserdampfgehalt) im vorliegenden Fall im wesentlichen begrenzt wird durch die 10%ige Ungenauigkeit der Eichung. Der nach Abb.15 ungefähr mit einem Faktor 3 zu multiplizierende 2%ige Ablesefehler ist hinzuzufügen, so daß der relative Fehler des ermittelten Wasserdampfgehaltes hier bei etwa $\pm 15\%$ liegt. Wenn hinreichend viele direkte aerologische Sondierungen zur Verfügung stünden, könnten die Eichungen wesentlich verbessert werden.

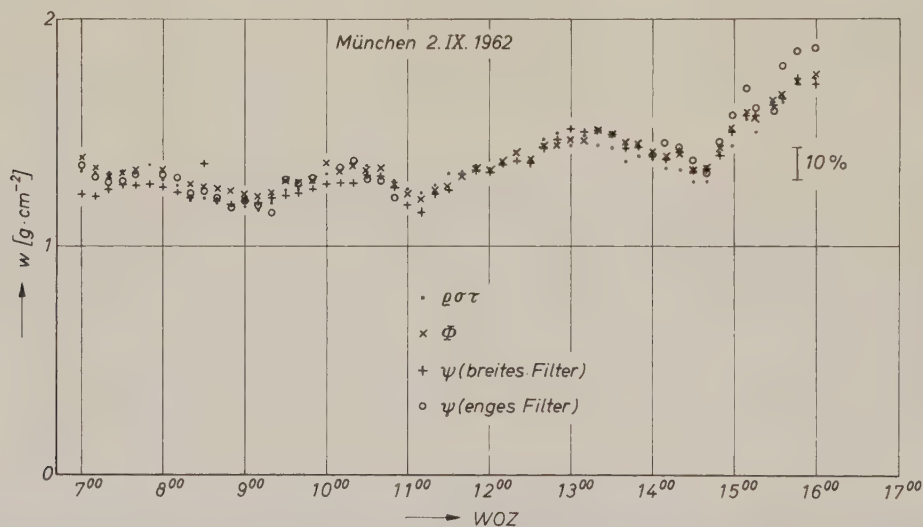


Abb.16. Mit vier Bande-Filter-Empfänger-Kombinationen bestimmter Gesamtwasserdampfgehalt der Atmosphäre w als Beispiel für die Streuung der Meßwerte

Bei Messungen von Tieflandstationen hat häufig der Ablesefehler den größten Einfluß, nämlich dann, wenn starke kurzzeitige Schwankungen des Dunstes auftreten. Unter günstigen Bedingungen allerdings ist der Ablesefehler zusammen mit den übrigen Meßfehlern bei nicht zu tiefen Sonnenständen nicht größer als $\pm 3\%$. Unter der Annahme exakter Eichkurven bleibt der relative Fehler der resultierenden Wasserdampfmasse bei den Messungen mit der $\rho\sigma\tau$ - und der Φ -Bande ungefähr gleich, bei den Messungen mit der Ψ -Bande verdoppelt er sich etwa. Ein 3%iger Wasserdampffehler kommt durch den Eichfehler dazu.

Die Genauigkeit der optischen Wasserdampfbestimmung ist also unter günstigen Meßbedingungen und bei Benutzung geeigneter Banden und Filter nicht schlechter als $\pm 6\%$.

In Abb. 16 ist als Beispiel für die Streuung der Meßwerte der am 2. September 1962 in München in Abständen von 10 Minuten mit vier verschiedenen Bande-Filter-Empfänger-Kombinationen bestimmte Gesamtwasserdampfgehalt der Atmosphäre w aufgetragen.

Schluß

Mit der Methode der spektralen Extinktionsmessungen der direkten Sonnenstrahlung ist es möglich, den Gesamtwasserdampfgehalt der Atmosphäre vom Boden aus, also ohne direkte aerologische Sondierung, zu bestimmen. Es wurde gezeigt, daß dafür die Zerlegung der Sonnenstrahlung mit Interferenzfiltern genügt. Die Meßapparatur und das Auswerteverfahren sind dann besonders einfach. Eine ausführliche Diskussion der der Theorie zugrunde liegenden Voraussetzungen ergab, daß der Fehler des ermittelten Gesamtwasserdampfgehaltes in der Regel unter $\pm 6\%$ bleibt.

In der folgenden Arbeit werden eine Reihe von Tagesgängen des Gesamtwasserdampfgehaltes, die in verschiedenen Klimaten beobachtet werden, betrachtet.

Die Untersuchung wurde im Meteorologischen Institut der Universität in München durchgeführt. Herrn Prof. Dr. F. MÖLLER bin ich für die ständige Förderung mit großem Dank verbunden. Ich bedanke mich auch bei allen Kollegen des Institutes, die durchweg stets hilfsbereit waren. Insbesondere Herrn Dr. H.-J. BOLLE danke ich sehr herzlich für die vielen Anregungen und klärenden Diskussionen, ebenso Herrn Dipl.-Phys. A. LEUPOLT. In Zusammenarbeit mit Herrn LEUPOLT wurden auch die Sonnenspektren aufgenommen. Ich danke Herrn Prof. Dr. G. HOFMANN für die Diskussion über grundsätzliche Fragen der Arbeit. Herrn Dr. A. BAUMGARTNER bin ich sehr dankbar für seine stete Bereitwilligkeit, mir viele wertvolle Literaturhinweise zu den meteorologischen Problemen zu geben. Herr Dr. H. W. CHRIST unterstützte mich dankenswerterweise bei der synoptischen Analyse der Wettersituationen, über die in der folgenden Arbeit berichtet wird. Beim Dank nicht vergessen seien auch die Werkstudenten, die bei der oft mühsamen Auswertung der Messungen geholfen haben. Herrn Feinmechanikermeister NAGEL sei gedankt für die zweckmäßige und schöne mechanische Ausführung des Aktinographen. Die Cambridge Research Laboratories der United States Air Force ermöglichten die Durchführung der Untersuchungen durch großzügige Bereitstellung von finanziellen Mitteln. Das Bundesministerium für Verteidigung stellte freundlicherweise einen Radiosondenzug für die aerologischen Sondierungen in S. Agata zur Verfügung.

Literatur

1. I. J. BADINOV, A. P. GALCEW und G. A. NIKOLSKIJ (1963), Zur Frage der Spektralmethode zur integralen Bestimmung des Wasserdampfgehaltes in der Atmosphäre. Problemy fiziki atmosfery. Univ. Leningard 2.
2. A. BEMPORAD (1904), Zur Theorie der Extinktion des Lichtes. Mitt. d. Großhzgl. Sternwarte zu Heidelberg Nr. IV.
3. H.-J. BOLLE, A. LEUPOLT und F. MÖLLER (1961), Ausarbeitung eines Verfahrens zur Vorhersage thermischer Strahlung. Bericht zum Forschungsauftrag Nr. 388/59 des Bundesministeriums für Verteidigung (T II 3).
4. H.-J. BOLLE, A. LEUPOLT und F. MÖLLER unter Mitarbeit von H. QUENZEL (1963), Ausarbeitung eines Verfahrens zur Vorhersage thermischer Strahlung Bericht II zum Forschungsauftrag Nr. 3119/59 des Bundesministeriums für Verteidigung (T II 3).

5. H.-J. BOLLE, F. MÖLLER und H. QUENZEL (1962), Investigation of the Infrared Emission Spectrum of the Atmosphere and Earth. Techn. Note No. 1, Contr. AF 61(052)-488. Cambridge Res. Labs., OAR, Aerospace Research, USAF.
6. H.-J. BOLLE, F. MÖLLER und W. ZDUNKOWSKI (1963), Investigation of the Infrared Emission Spectrum of the Atmosphere and Earth. Techn. Note No. 2, Contr. AF 61(052)-488. Cambridge Res. Labs., OAR, Aerospace Research, USAF.
7. H.-J. BOLLE, H. QUENZEL und W. ZDUNKOWSKI (1963), Vergleiche zwischen berechneter und auf dem Jungfraujoch gemessener infraroter Himmelsstrahlung (7,5–26 μ). Geofis. e Meteor., XI, 281.
8. H.-J. BOLLE (1963), The 15–26 Micron Sky Emission Spectrum at Jungfraujoch (3570 m). Appl. Optics **2**, 571.
9. L. FOITZIK und H. HINZPETER (1958), Sonnenstrahlung und Lufttrübung. Akad. Verlagsges. Geest und Portig K.G., Leipzig.
10. F. E. FOWLE (1912), The Spectroscopic Determination of Aqueous Vapor. Astrophysic. J. XXXV, 149.
11. F. E. FOWLE (1913), The Determination of Aqueous Vapor above Mount Wilson. Astrophysic. J. XXXVII, 359.
12. D. M. GATES (1960), Near Infrared Atmospheric Transmission to Solar Radiation. J. opt. Soc. America **50**, 1299–1304.
13. O. HOELPER (1939), Atmosphärische Trübungs- und Wasserdampfbestimmungen nach Filtermessungen der Sonnenstrahlung. Wiss. Abh. d. RA. Wetterd. **5**, Heft 10.
14. W. E. HOWELL (1961), A Simple Infra-Red Absorption Meter for Gauging Precipitable Water Vapor. Bull. Amer. Meteor. Soc. **42**, 17.
15. J. N. HOWARD, D. L. BURCH and D. WILLIAMS (1955), Near Infra-Red Transmission through Synthetic Atmospheres. Geophys. Res. Papers **40**.
16. F. S. JOHNSON (1954), The Solar Constant. J. Meteor. **11**, 431.
17. F. KASTEN (1963), Eine neue Tabelle und Interpolationsformel für die relative optische Luftmasse. Vortrag auf der Meteorologentagung vom 21. bis 24. X. 1963 in Leipzig.
18. S. P. LANGLEY (1900), The Absorption Lines in the Infra-Red Spectrum of the Sun. Annals of the Smithsonian Astrophysic. Obs. **1**.
19. LINKES Meteorologisches Taschenbuch, Neue Ausgabe (1953), Tabelle 9. Hrsg. v. F. BAUR. Akad. Verlagsges. Geest u. Portig K.G., Leipzig.
20. F. MÖLLER (1957), Strahlung in der unteren Atmosphäre. In: Hbd. der Physik **48**, 158.
21. O. C. MOHLER (1955), A Table of Solar Spectrum Wave Lengths. The Univ. of Michigan Press. Ann Arbor.
22. H. MÜLLER (1954), Die Radiosonde Graw H 50. Techn. Mitteilungen des Instrumentenwesens des Deutschen Wetterdienstes Nr. 27.
23. M. R. NULL und W. W. LOZIEV (1961), Carbon Arc as a Radiation Standard. J. opt. Soc. America **51**, 1470.
24. F. SCHNAIDT (1938), Berechnung der relativen Schichtdicke des Wasserdampfes in der Atmosphäre. Meteor. Z. **55**, 296.
25. W. SCHÜEPP (1949), Die Bestimmung der Komponenten der atmosphärischen Trübung aus Aktinometermessungen. Arch. Meteor. Geophys. Biokl., Ser. B **1**, 257.
26. Fa. Siemens u. Halske, Halbleiter. Druckschrift Nr. 1-6300-003.
27. D. SONNTAG (1957), Diagramm für die Änderung der Hygrometerskala mit der Temperatur. Z. Meteor. **11**, 244–246.
28. N. N. STAUDE (1946), Die Bemporadsche Funktion und ihre Bedeutung in der atmosphärischen Optik. Kas. SSR Astronom. u. Phys. **2**.
29. P. VALKO (1961), Vereinfachtes Verfahren für die Schüeppsche Methode zur Bestimmung der atmosphärischen Trübung. Arch. Meteor. Geophys. Biokl., Ser. B, **11**, 75.
30. P. J. WYATT, V. R. STULL and G. N. PLASS (1962), The Infrared Absorption of Water Vapor. Final Report, Vol. II of Contract No. AF 04(695)-96.

Tagesgänge des atmosphärischen Gesamtwasserdampfgehaltes nach Messungen mit einem Interferenzfilter-Aktinographen *

Von

H. QUENZEL

Mit 15 Abbildungen im Text

(Eingegangen am 1. November 1965)

Zusammenfassung

Es werden eine Reihe von Tagesgängen des Gesamtwasserdampfgehaltes der Atmosphäre, die bei verschiedenen Wettersituationen auf der Bergstation Jungfraujoch, der Station S. Àgata an der Küste in Mittelitalien und in München beobachtet wurden, mitgeteilt. Meteorologische Betrachtungen über diese Tagesgänge sind hinzugefügt.

Summary

A series of diurnal variations of the total atmospheric water vapor content are described. They have been observed during different weather situations at the mountain station Jungfraujoch, at the station S. Àgata at the coast of central Italy, and at Munich. Meteorological considerations concerning these diurnal variations are added.

Résumé

L'auteur communique des données sur la variation diurne du contenu total de la vapeur d'eau dans l'atmosphère, qui ont été obtenues par différents types de temps aux stations du Jungfraujoch, de S. Àgata sur la côte de l'Italie centrale et de Munich. Il y a joint des considérations météorologiques sur cette variation diurne.

Einleitung

In der vorangehenden Arbeit wurde ein mit Interferenzfiltern ausgerüsteter Aktinograph beschrieben, der es gestattet, den Gesamtwasserdampfgehalt der Atmosphäre vom Boden aus zu bestimmen. Das Gerät wurde gebaut, um die für die Interpretation anderer Untersuchungen der Infrarotstrahlung in der Atmosphäre (spektrale Messungen der Gegenstrahlung) benötigten Informationen über den Gesamtwasserdampfgehalt zu liefern.

Über diese Anwendung hinaus beanspruchen der gefundene Gesamtwasserdampfgehalt und seine örtlichen und zeitlichen Variationen aber auch für sich genommen meteorologisches Interesse. Im folgenden werden deshalb eine Reihe von Meßergebnissen mitgeteilt.

Eine Erläuterung anhand allgemeiner meteorologischer Gesetzmäßigkeiten wird hinzugefügt. Dabei ist es nicht möglich, die Vorgänge in der Atmosphäre, die den speziellen

* Erschienen in: Beiträge zur Physik der Atmosphäre, Bd. 39, S. 145–164 (1966).

beobachteten Wasserdampfgehalt bewirken, im einzelnen sicher aufzuzeigen. Die Deutung ist je nach der Menge der über die jeweiligen Verhältnisse in der Atmosphäre zur Verfügung stehenden Meßdaten anderer Größen mehr oder weniger spekulativ.

1. Der Tagesgang des Wasserdampfgehaltes über dem Jungfraujoch

Abb. 1 zeigt Tagesgänge des Gesamtwasserdampfgehaltes der Atmosphäre in einer vertikalen Säule über dem Meßplatz, dem Sphinxobservatorium auf dem Jungfraujoch im Berner Oberland/Schweiz. In der Abbildung sind alle Tage, von denen Aktinographenmessungen

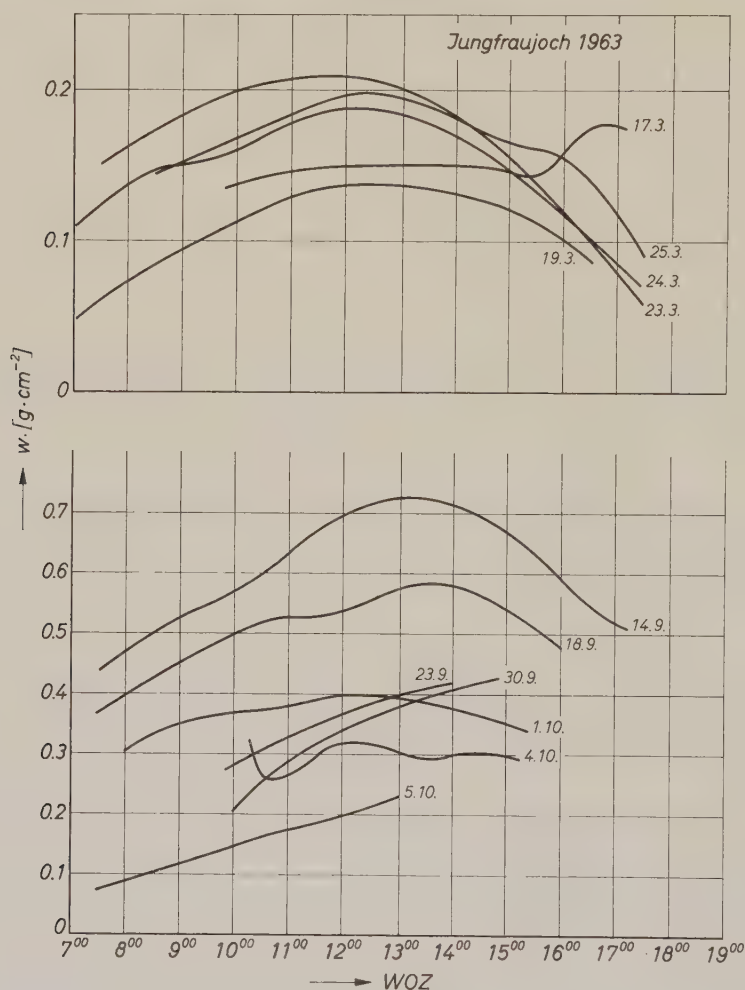


Abb. 1. Tagesgänge des Gesamtwasserdampfgehaltes über dem Jungfraujoch (3570 m)

vorliegen, aufgenommen, ausgenommen einige Tage, die überwiegend bewölkt waren, so daß von diesen Tagen Messungen nur von wenigen Stunden vorliegen. Für die Ordinate wurden bei der Darstellung der Messungen vom März 1963 und vom September/Okttober 1963 verschiedene Maßstäbe gewählt, entsprechend dem mit der höheren Lufttemperatur verbundenen höheren Wasserdampfgehalt im Spätsommer gegenüber dem im Winter. Die

Mehrzahl der Tagesgänge zeigt eine Zunahme des Wasserdampfgehaltes am Vormittag und eine Abnahme am Nachmittag. Es wird angenommen, daß diese Tagesgänge wesentlich von lokalen atmosphärischen Vorgängen bestimmt werden, die von der speziellen geographischen Situation des Meßplatzes (der Landschaft) abhängen. Diese Tagesgänge werden im folgenden „topogen“ genannt. Der Begriff „eigenbürtig“ oder „autochthon“ ist hier nicht geeignet, da er durch seine Definition enger gefaßt ist. Die unregelmäßigen Tagesgänge vom 17.3., 23.9., 30.9. und 4.10. sind überwiegend durch Advektion von Luftkörpern mit verschiedenem Wasserdampfgehalt geprägt. Sie werden deshalb nicht weiter „erklärt“.

Zur Erläuterung des topogenen Tagesganges aus bekannten meteorologischen Gesetzmäßigkeiten bietet sich zunächst an:

1. die thermische Ausdehnung bzw. Zusammenziehung der Luftmasse,
2. die Verdunstung an der Erdoberfläche,
3. der konvektive Vertikaltransport.

Man könnte vielleicht auch noch annehmen, daß durch eine horizontale Inhomogenität des Wasserdampfgehaltes eine zeitliche Variation vorgetäuscht wird, denn wegen des sich im Laufe des Tages ändernden Sonnenazimutes erreicht die Sonnenstrahlung das Meßgerät aus verschiedenen Himmelsrichtungen. Am 23. März 1963 zum Beispiel müßte in Richtung des Morgenstrahles (Azimut = S 69° E) der Gesamtwasserdampfgehalt um 25% kleiner sein, als in Richtung des Mittagsstrahles (Azimut = S). Bei Annahme einer SÜRINGSCHEN vertikalen Normalverteilung sind allein in den untersten 3000 m über der Station mehr als 80% des gesamten atmosphärischen Wasserdampfes konzentriert. Diese 3000 m Höhe erreicht der Strahl bei der Sonnenhöhe von 19° bei der Morgenmessung in einer horizontalen Entfernung von 8,7 km und bei der Mittagssonnenhöhe von 44° in 3,1 km. Da weiterhin der Morgen- und der Mittagsstrahl einen Winkel von nur 69° miteinander bilden, müßte also die Wasserdampfdichte, sofern sie sich senkrecht zur Südrichtung linear ändert, auf eine horizontale Entfernung von weniger als 4 km nach Osten um 25% abnehmen und entsprechend nach Westen. So große Dampfdruckgradienten ungefähr in Richtung des Gebirges ohne zeitliche Änderung sind äußerst unwahrscheinlich.

1.1. Die thermische Volumänderung der Luft

Die Arbeitshypothese, daß der normale Tagesgang des Gesamtwasserdampfgehaltes über dem Jungfraujoch durch thermische Ausdehnung und Zusammenziehung der Atmosphäre, also durch Hebung tieferer und wasserdampfreicherer Atmosphärenschichten über die Stationshöhe und deren Wiederabsinken am Nachmittag erklärbar ist, wurde wie folgt geprüft.

Am 23. März 1963 zum Beispiel betrug nach Messung des Aktinographen die Zunahme des Gesamtwasserdampfgehaltes am Vormittag zwischen 7⁵⁰ und 11⁴⁰ (also in 3 Stunden 50 Minuten) 0,052 g · cm⁻² und die Abnahme am Nachmittag in der gleichen Zeit (zwischen 11⁴⁰ und 15³⁰) 0,072 g · cm⁻². Das sind am Vormittag 0,052/0,210 = 25% des Mittagswertes von 0,210 g · cm⁻² und am Nachmittag 0,072/0,210 = 34% des Mittagswertes. Anhand der 12 Uhr-Radiosondenaufstiege dieses Tages der Stationen Mailand, München, Payerne und Stuttgart wurde nun festgestellt, um welche Höhendifferenzen die Luftschichten über 3570 m (der Höhe des Meßplatzes) ansteigen oder absinken müssen, damit sich oberhalb 3570 m

die gleiche prozentuale Änderung des Wasserdampfgehaltes ergibt, wie sie vom Jungfraujoeh beobachtet wurde. Für die Vormittagsamplitude folgte für Mailand 460 m, München 330 m, Payerne 460 m, Stuttgart 360 m und für die Nachmittagsamplitude für Mailand 660 m, für München 470 m, für Payerne 660 m und für Stuttgart 520 m. Die dem Jungfraujoeh im Norden vorgelagerte Landschaft ist mindestens 550 m hoch. Die Höhendifferenz zwischen Jungfraujoeh und Tiefland ist demnach höchstens $3570 \text{ m} - 550 \text{ m} \simeq 3000 \text{ m}$. Die Hebung der Luftschichten betrüge also ungefähr $400/3000 = 13\%$. Da die Luft nicht nach den Seiten ausweichen kann, ist die Höhenänderung gleich der relativen Volumänderung der darunterliegenden Luftschicht.

Um abzuschätzen, welcher Temperaturänderung eine solche thermisch bedingte Ausdehnung der Luft entspricht, wird die allgemeine Gasgleichung verwendet, nach der die prozentuale Änderung des Luftvolumens der prozentualen Änderung der Lufttemperatur gleich ist, sofern der Druck konstant ist. Diese Voraussetzung ist wegen der sehr geringen prozentualen Druckänderungen in einer Schicht im Laufe des Tages gestattet. Die relative Höhenänderung = relative Volumänderung war zu 13% gefunden. Bei einer Mitteltemperatur der Luft von $T = 263^\circ \text{K} = -10^\circ \text{C}$ wird also eine Temperaturänderung von $dT = T \cdot 0,13 = 263 \cdot 0,13 = 34^\circ$ benötigt. Diese Amplitude ist um eine Größenordnung größer als die an Strahlungstagen tatsächlich auftretenden Änderungen der mittleren Lufttemperatur zwischen Boden und 3500 m Höhe. Die zweifellos vorhandene thermisch bedingte Dichteänderung der Luft reicht also allein zur Erklärung der mit dem Aktinographen beobachteten Tagesgänge des Gesamtwasserdampfgehaltes über dem Jungfraujoeh nicht aus.

1.2. Die Verdunstung der schneebedeckten Erdoberfläche

Werte der Verdunstung von sonnenbeschienenen Schneeflächen bei der Bergstation Weißfluhjoeh ob Davos/Schweiz hat DE QUERVAIN (1951) veröffentlicht. Die höchste dort angegebene Verdunstung wurde am 9. März 1950 auf dem Weißfluhgipfel beobachtet. Sie betrug am Mittag $0,012 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{h}^{-1}$. Würde sich der verdunstete Wasserdampf über der verdunstenden Fläche ansammeln, so würde diese Verdunstung ausreichen, um die am 23.3. in 4 Vormittagsstunden gefundene Zunahme des Wasserdampfgehaltes um $0,05 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ zu erklären. Da aber nicht bereits am Mittag Kondensation (Tau) einsetzt, müßte in diesem Fall der Wasserdampfgehalt am Nachmittag weiterhin zunehmen. Zu einer solchen Akkumulation kommt es jedoch nicht, da insbesondere am 23.3. 1963 durch Nordwind gleichmäßiger Stärke trockenere Luft aus der freien Atmosphäre zur Station transportiert wird, die einen Teil des am Berg verdunstenden Wasserdampfes mit sich wegführt. Ausführlichere Überlegungen über den Transport des Wasserdampfes von den verdunstenden Flächen in die Höhe folgen im nächsten Kapitel.

1.3. Der Vertikaltransport des Wasserdampfes

Als Folge der Verdunstung wurde am Meßplatz am Vormittag eine Zunahme der gemessenen absoluten Feuchte von $1,5 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$ um 8^{00} auf $2,0 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$ am Mittag beobachtet. Am Nachmittag nahm die absolute Feuchte bis 16^{00} wieder auf $1,2 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$ ab. Die Amplitude dieser Änderung ist also am Vormittag 25% und am Nachmittag 40% und damit nahezu gleich der Änderung des Gesamtwasserdampfgehaltes, die (siehe Kapitel 1.1.) am Vormittag 25% und am Nachmittag 34% betrug.

Nimmt man an, daß sich die absolute Feuchte in den Schichten über der Meßstation um den gleichen Betrag geändert hat, dann muß diese Änderung bis in eine Höhe von 1000 m über dem Jungfrauoch stattgefunden haben, denn $0,5 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$ Änderung der absoluten Feuchte auf 1000 m Höhe ergibt die Änderung des Gesamtwasserdampfgehaltes von $0,5 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3} \cdot 1000 \text{ m} = 0,05 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Diese Zunahme der absoluten Feuchte muß sich auch horizontal auf mehr als 1000 m in südlicher Richtung erstrecken, da der optische Meßweg die Atmosphäre schräg durchsetzt.

Durch Hangaufwinde am Tage wird wasserdampfreichere Luft aus tieferen Schichten der Atmosphäre über die Beobachtungshöhe hinaustransportiert. Der Hangaufwind kann jedoch keine so große Mächtigkeit haben, daß er eine Schicht von 1000 m Dicke auf etwa 1000 m horizontale Entfernung mit der benötigten Wasserdampfmenge anreichern kann. Durch den Hangaufwind kann also die Zunahme des Gesamtwasserdampfgehaltes am Vormittag nicht allein erklärt werden, ganz abgesehen davon, daß ein vom Hangaufwind verursachtes Maximum des Gesamtwasserdampfgehaltes nicht am Mittag läge, sondern erst später, wenn der Hangaufwind durch den Hangabwind abgelöst wird.

Neben den Hangaufwinden bewirkt auch die allgemeine Turbulenz einen Vertikaltransport des Wasserdampfes, der nicht wie der Hangaufwind nur in einer engen Zone an den Bergflanken, sondern über dem gesamten Gebirgsmassiv wirksam ist. Auch dieser wird in größeren Höhen durch Konvektionsschläuche oder -zellen bewirkt, die aber unregelmäßig verteilt sind. Die Hangwinde erscheinen dann als ortsgebundene und zeitlich konstante Zellen mit einer gewissen Verstärkungswirkung. Die Höhererstreckung kann folgendermaßen abgeschätzt werden. Die mittlere Höhe der umgebenden Landschaft ist nicht genau angebbar. Sie dürfte aber insbesondere im Osten, Süden und Westen bei ungefähr 2000 m liegen. Die beobachtete Änderung der absoluten Feuchte an der Meßstation liegt also ungefähr 1500 m über dem Boden. Es ist nicht unwahrscheinlich, daß sich diese Änderung noch um 1000 m oder 2000 m höher fortsetzt. SCHNEIDER-CARIUS (1953) hat gezeigt, daß der vertikale Austausch an Strahlungstagen durchaus Höhen von 3000 m und mehr erreichen kann. Das Feuchtigkeitsangebot durch Verdunstung von Schnee reicht (siehe Kapitel 1.2.) zur Anreicherung der Luft mit Wasserdampf in der beobachteten Menge aus. Der beobachtete topogene Tagesgang des Gesamtwasserdampfgehaltes über dem Jungfrauoch mit dem Mittagsmaximum ist demnach plausibel, wenn man bedenkt, daß wegen Advektion trockener Luft (siehe Kapitel 1.2.) der nach oben transportierte Wasserdampf sich nicht akkumulieren kann.

Die entwickelte Modellvorstellung kann wie folgt zusammenfassend beschrieben werden. Die Höhendifferenz zwischen der Station und der Landschaft im Norden beträgt etwa 3000 m, so daß bei Nordwind, wenn noch die Peplopause (Obergrenze der Grundsicht) unterhalb der Stationshöhe liegt, im Laufe eines Tages Luft mit nahezu konstanter Feuchtigkeit aus der freien Atmosphäre gegen das Gebirge anströmt und darüber hinwegdriftet. Die Strömung schließt sich natürlich dem Gelände etwas an, so daß also auch sie etwas Feuchtigkeit aus tieferen Schichten und von den Berghängen in die Höhe transportiert. Die mittlere Höhendifferenz zwischen der Station und dem sie im Osten, Süden und Westen umgebenden Gebirgsmassiv ist nur etwa 1500 m oder weniger, so daß hier die allgemeine Turbulenz an Strahlungstagen über die Höhe der Station hinaufreichen kann. Die turbulente Durchmischung der Atmosphäre ist am Mittag am heftigsten, gerade dann, wenn auch die Verdunstung am stärksten ist, so daß am Mittag der meiste Wasserdampf von der verdunstenden Fläche nach oben transportiert

wird, sich dort aber wegen der Advektion trockenerer Luft aus einer größeren Höhe über Grund nicht akkumulieren kann. Der beobachtete Tagesgang von absoluter Feuchte und Gesamtwasserdampfgehalt an beziehungsweise über der Station spiegelt demnach den Tagesgang der Verdunstung zusammen mit der Heftigkeit der allgemeinen Turbulenz wider.

1.4. Zum Unterschied zwischen freier Atmosphäre und Bergatmosphäre

Nach der vorgelegten Deutung des Tagesganges des Gesamtwasserdampfgehaltes über dem Berg ist also nicht anzunehmen, daß die Ergebnisse der Messungen auf dem Jungfraujoch für die freie Atmosphäre generell repräsentativ sind. Vielmehr scheinen die Ergebnisse typisch zu sein für eine Bergstation 1500 m über einem 2000 m hohen Gebirge.

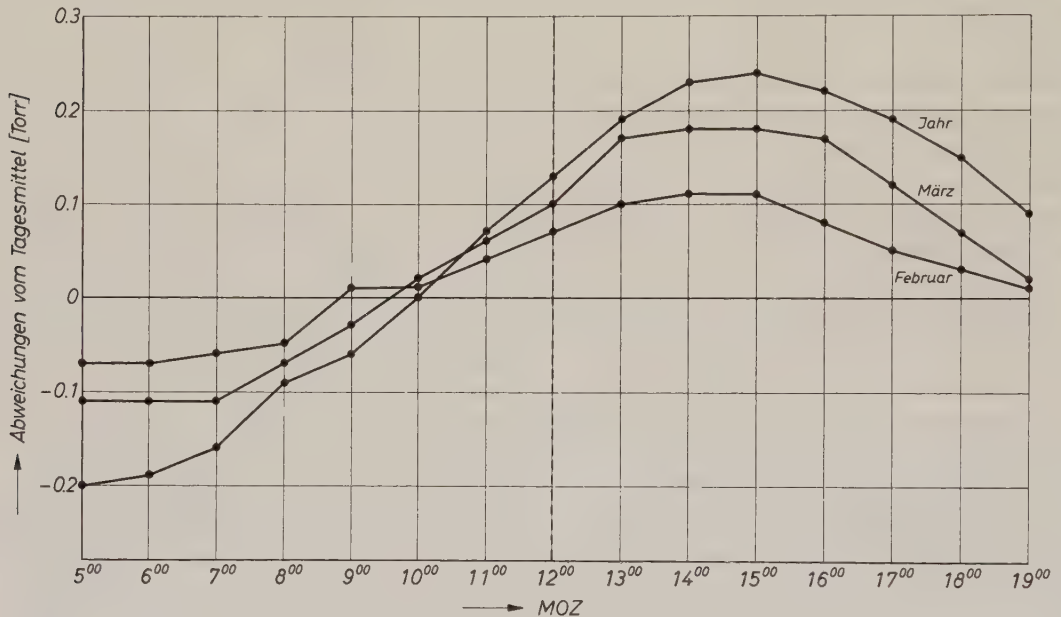


Abb. 2. Mittlerer Tagesgang des Wasserdampfdruckes auf dem Sonnblick (3106 m) nach STEINHAUSER (1938)

Auf dem Sonnblick (3106 m über NN) in Österreich zeigt nach STEINHAUSER (1938) der mittlere Tagesgang des Wasserdampfdruckes ebenfalls eine einfache Welle mit 24stündiger Periode. Allerdings liegt das Maximum erst um 14⁰⁰ bis 15⁰⁰. In Abb. 2 sind die Tagesgänge für die Monate Februar, März und das ganze Jahr nach STEINHAUSER (1938) dargestellt.

In Abb. 3 sind Tagesgänge der absoluten Feuchte in der freien Atmosphäre in 1500 m und 3500 m Höhe von heiteren Tagen wiedergegeben. Sie stammen von Drachenaufstiegen in Lindenberg bei Berlin in den Jahren 1917 bis 1919 und sind einer Arbeit von REGER (1922) entnommen. Diese Tagesgänge sind deutlich verschieden von den über dem Jungfraujoch beobachteten Gängen, so daß hier keine Analogie gefunden werden kann. Auch die Ähnlichkeit des Tagesganges vom Sommerhalbjahr in 3500 m ist nur scheinbar, denn die Schwankung hat eine 12stündige Periode gegenüber der 24stündigen Periode auf dem Jungfraujoch.

2. Der Wasserdampfgehalt über S. Ägata

Von der Meßstation S. Ägata/Italien liegen aus dem Zeitraum 9. August bis 8. September 1961 Messungen des Gesamtwasserdampfgehaltes der Atmosphäre von 28 Tagen vor. S. Ägata liegt (455 m über NN) etwa in der Mitte der Halbinsel von Sorrent, die sich als ziemlich glatter, etwa 450 m hoher Höhenrücken senkrecht zur mittleren Küstenlinie der italienischen Halbinsel ca. 20 km nach SW ins Meer hinauschiebt und den Golf von Neapel vom Golf von Salerno trennt (siehe Abb. 4).

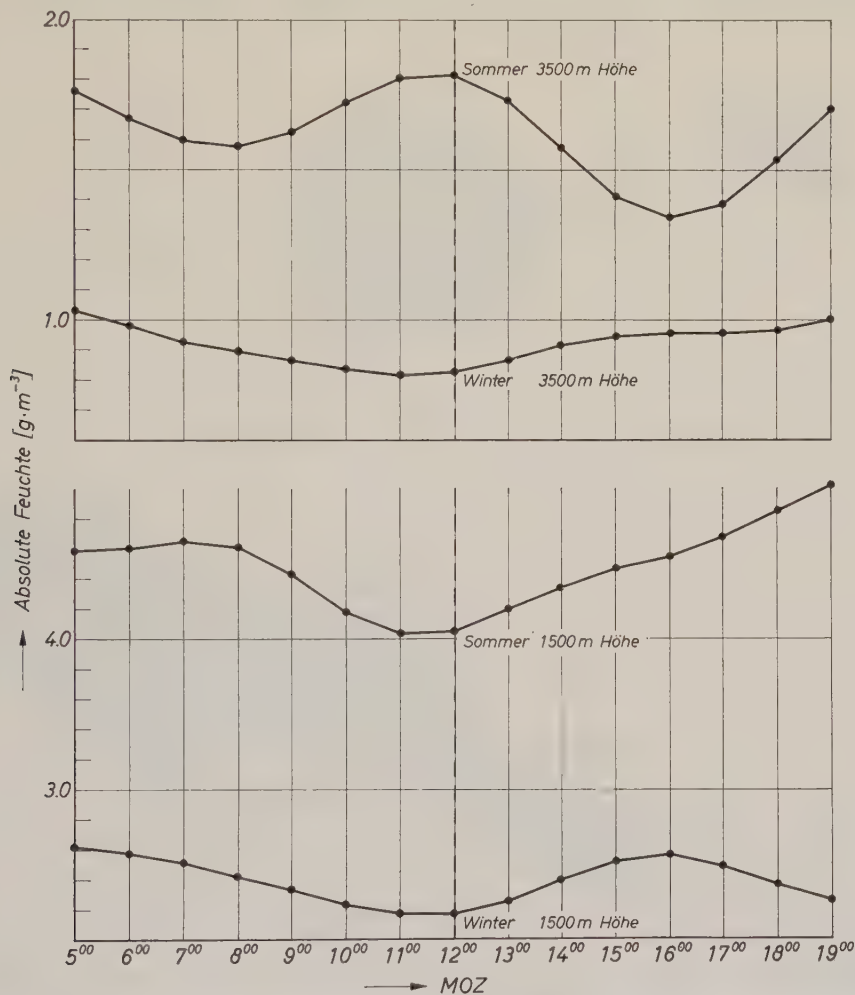


Abb. 3. Mittlerer Tagesgang der absoluten Feuchte in der freien Atmosphäre über Lindenberg bei Berlin nach REGER (1922)

Die Mehrzahl der gemessenen Tagesgänge des Gesamtwasserdampfgehaltes ist durch die Advektion von Luftmassen mit verschiedenem Wasserdampfgehalt geprägt. Beispiele solcher advektiv bedingten Tagesgänge werden in den Kapiteln 2.2. und 2.3. betrachtet. Tagesgänge, die nach der Definition in Kapitel 1. topogen sind, zeigen die 5 Tage von 29. August bis

2. September 1961 (Abb. 5). Im folgenden werden diese Tagesgänge durch Modellvorstellungen über die Vorgänge in der Atmosphäre, die von zusätzlichen Messungen (insbesondere Radiosondenaufstiegen) gestützt werden, plausibel gemacht.

2.1. Der topogene Tagesgang

Die geringen Schwankungen des Wasserdampfgehaltes, die sich dem topogenen Tagesgang überlagern, werden durch Advektion von Luftmassen mit etwas anderem Feuchtigkeitsgehalt verursacht und sind deshalb nicht weiter erklärbar. Die gestrichelt eingezeichnete Kurve ist der geglättete mittlere Tagesgang.



Abb. 4. Die geographische Lage der Meßstation S. Agata

Es liegt nahe anzunehmen, daß die kräftige Zunahme des Gesamtwasserdampfgehaltes am Nachmittag durch das Aufkommen von Seewind verursacht wird. Tatsächlich konnte Seewind an der Meßstation jedoch nicht beobachtet werden. Ein über Mitteleuropa liegendes Hoch mit recht geringen Druckgradienten bringt an der Meßstation sehr schwache NE-Winde in allen Höhen. Die auf der 6^h-Wetterkarte angegebenen Windbeobachtungen der umliegen-

den Stationen verzeichnen durchweg Windgeschwindigkeiten nur zwischen Windstille und 3 m/sec.

Lediglich am 1. September setzte gegen 17⁰⁰ kräftiger westlicher Wind ein, der allerdings bald wieder abflaute, jedoch eine hohe Verbesserung der Sichtweite mit sich brachte. Es ist anzunehmen, daß an allen Tagen in den Atmosphärenschichten unterhalb der Station ein Seewind an der Halbinsel entlang wehte, dessen vertikale Mächtigkeit jedoch nur am Spätnachmittag des 1. September für kurze Zeit die Seehöhe der Station überschritt. Diese Ansicht wird gestützt durch die Arbeiten von H. G. KOCH (1950) und (1952), der über die Seewinde bei Rom mitteilt, daß die Obergrenze des sommerlichen Seewindes zwar häufig

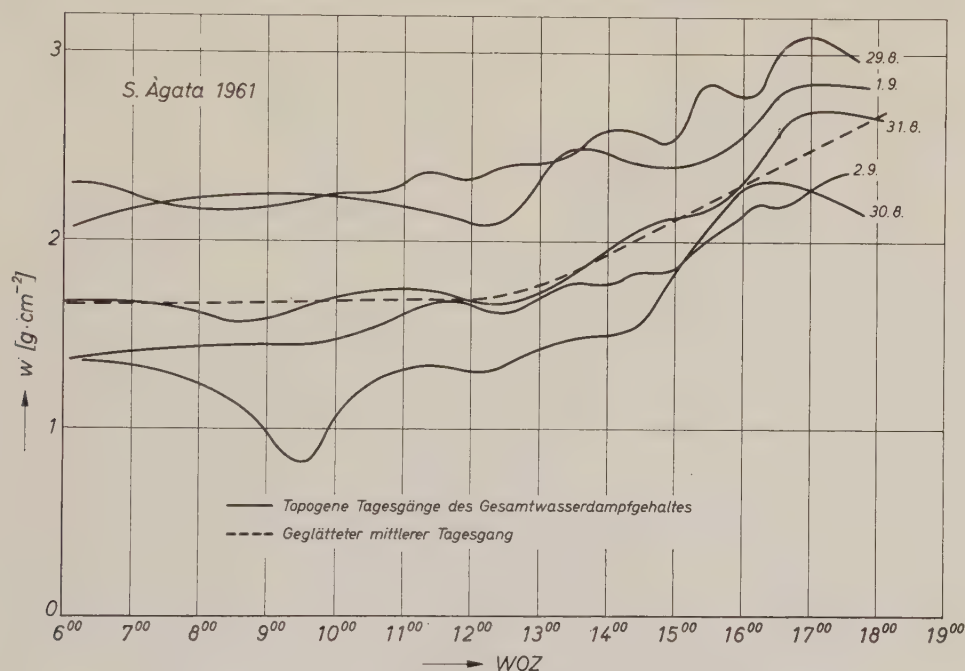


Abb. 5. Topogene Tagesgänge des Gesamtwasserdampfgehaltes

bis über 1000 m Höhe hinaufreicht, jedoch starken, auch orographisch bedingten Schwankungen unterliegt. Insbesondere ist die Obergrenze niedrig bei ablandiger Höhenströmung. Die Seebrise findet dann ihre volle Ausbildung und Höhererstreckung erst kurz vor Sonnenuntergang. Das Maximum der Windgeschwindigkeit liegt in nur 100 bis 200 m über Grund, also weit unter der Station.

Zur Erklärung der nachmittäglichen Zunahme des Wasserdampfgehaltes kann auch angenommen werden, daß aus dem Meer verdunsteter Wasserdampf durch turbulente Konvektion in höhere Schichten transportiert wurde. Zur Prüfung dieser Hypothese können direkte aerologische Sondierungen der Atmosphäre über der Meßstation herangezogen werden. Am 29. und 30. August wurden Radiosondenaufstiege um 6 Uhr, 9 Uhr, 12 Uhr, 15 Uhr und 18 Uhr und am 31. August und 1. und 2. September um 6 Uhr, 9 Uhr 12 Uhr und 16³⁰ Uhr durchgeführt. Die Feuchtemessungen der Radiosonden sind jedoch ziemlich ungenau. Das folgt aus einem Vergleich des nach den Sondierungen ermittelten Gesamtwasserdampfgehaltes mit dem optisch bestimmten Gesamtwasserdampfgehalt der Atmosphäre. Die Radio-

sondenmessungen liefern Ergebnisse, die unregelmäßig bis zu 25% von den Ergebnissen der optischen Bestimmung abweichen. Deshalb wurden die Messungen jeweils der 6 Uhr-, 9 Uhr- und 12 Uhr-Sondierungen gemittelt. Am Nachmittag wurden an den beiden ersten Tagen zunächst von den 15 Uhr- und 18 Uhr-Sondierungen die Mittelwerte gebildet und diese dann zusammen mit den 16³⁰ Uhr-Aufstiegen der drei letzten Tage gemittelt. Lediglich

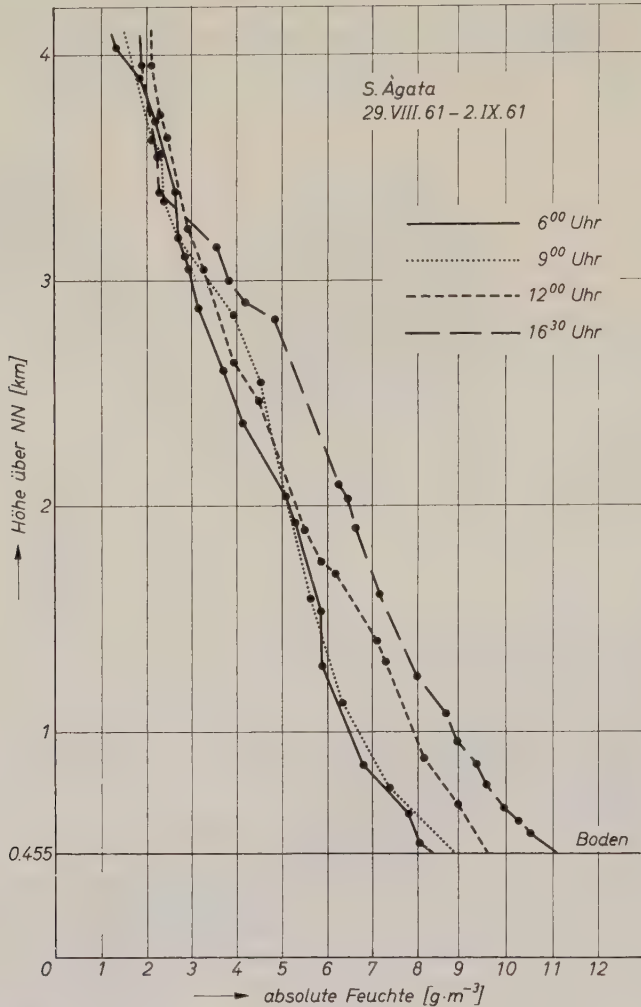


Abb. 6. Vertikale Verteilung der absoluten Feuchte um 6, 9, 12 und 16³⁰ Uhr (Mittelwerte von fünf Tagen mit gleicher Wetterlage)

zwei besonders abweichende Sondierungen (30. August, 9 Uhr und 1. September, 6 Uhr) wurden in die Mittelwerte nicht einbezogen. Die Mittelbildung ist auch notwendig, weil wegen der zwar geringen und nahezu konstanten Advektion dennoch eine nicht vernachlässigbare längerzeitliche Änderung des Wasserdampfgehaltes bewirkt wird. Wegen der sehr stabilen Wetterlage zeigen die Tagesgänge trotzdem einen gleichen Verlauf.

In Abb. 6 sind zunächst die so bestimmten Werte der absoluten Feuchte zwischen der Meßstation und 4 km Höhe dargestellt. Dieser Abbildung ist zu entnehmen, daß der Wasser-

dampfgehalt am Vormittag zwischen 6 Uhr und 9 Uhr praktisch unverändert geblieben ist, zwischen 9 Uhr und 12 Uhr in den unteren Schichten bis etwa 1,8 km Seehöhe etwas zugenommen hat, aber dann am Nachmittag um den nahezu gleichen Betrag vom Boden bis in 3 km Seehöhe kräftig angewachsen ist. In Abb. 7 ist zusätzlich der Wasserdampfgehalt der acht jeweils 500 m dicken Luftschichten zwischen 0,5 und 4 km über der Meßstation als Funktion der Ortszeit dargestellt. Auch aus dieser Abbildung folgt, daß die nachmittägliche Wasserdampfzunahme nur in den Schichten bis 3 km Höhe stattfindet. Der mittlere Wasserdampfgehalt darüber ist praktisch konstant.

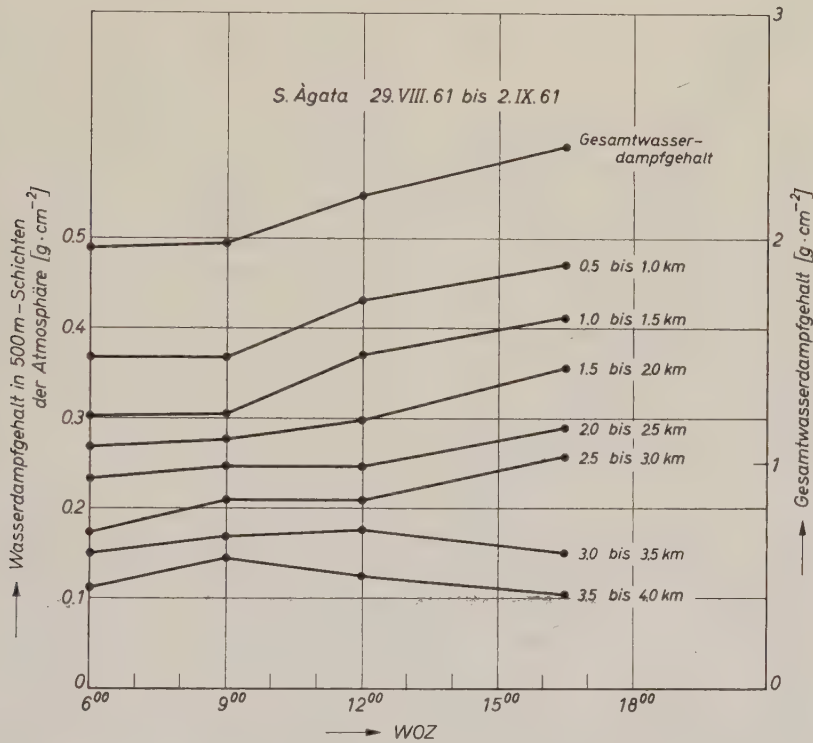


Abb. 7. Wasserdampfgehalt in 500 m-Schichten und Gesamtwasserdampfgehalt (Mittelwerte von fünf Tagen mit gleicher Wetterlage)

In Abb. 8 sind die vertikalen Temperaturverteilungen der 6 Uhr-, 9 Uhr-, 12 Uhr- und 16³⁰ Uhr-Sondierungen vom 2. September 1961 im Stüve-Diagramm eingetragen, ebenso die Taupunkte am Boden und deren individuelle vertikale Änderungen. Hiernach liegt das Cumulus-Kondensationsniveau den ganzen Tag über in etwa 3 km Höhe. Wie man sieht, ist die Atmosphäre nach Auflösung der nächtlichen Bodeninversion bis zum Cumulus-Kondensationsniveau nahezu trockenindifferent geschichtet. Da die Oberflächentemperatur des Erdbodens während der Zeit starker Sonneneinstrahlung sicher über der Lufttemperatur in 2 m über dem Boden liegt¹, muß die Atmosphäre zwischen dem Boden und dem Cumulus-Kondensationsniveau turbulent durchmischt sein.

¹ VAUFEL (1958) hat unter vergleichbaren Bedingungen (auf dem Monte Pellegrino bei Palermo) häufig Bodenoberflächentemperaturen bis zu 70°C gemessen.

Darüber liegt als Sperrschicht ein beinahe isothermer Bereich. In dieser Abbildung wurden die Einzelwerte vom 2. September als repräsentatives Beispiel dargestellt und nicht die Mittelwerte aller fünf Tage angegeben, weil an den anderen Tagen der Temperaturverlauf zwar ganz ähnlich ist, aber der Bereich der Isothermie direkt über dem Kondensationsniveau

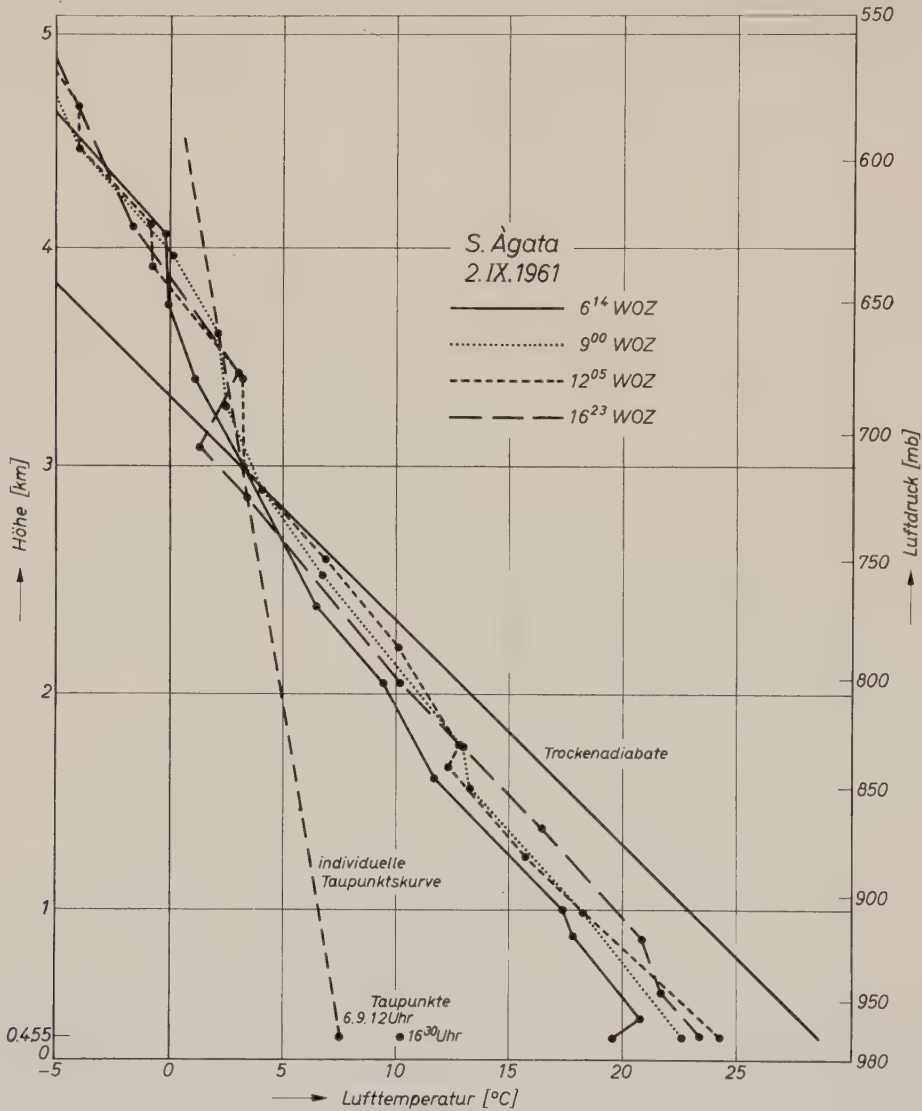


Abb. 8. Vertikale Verteilung der Lufttemperatur am 2. September 1961

in etwas anderer Höhe liegt, so daß der deutliche Temperatursprung durch die Mittelung verwischt würde. Nur am 30. August, an dem die Isothermie erst bei 4 km Höhe liegt, ist das Kondensationsniveau schon tiefer bei 2,5 km. An diesem Tage tritt dann auch schon am Vormittag Cumulus-Bewölkung auf, die stärker als an den anderen Tagen ist und bis zu $\frac{2}{8}$ Bedeckung verursacht. An allen betrachteten Tagen waren etwa ab Mittag einige

Schönwettercumuli in der Nähe der Station vorhanden. Die Feuchtigkeitsanreicherung der Atmosphäre über der Meßstation wäre vermutlich noch heftiger gewesen, wenn nicht die gleichmäßige von Land kommende und deshalb trockenere NE-Störung mit größenordnungsmäßig 4 km/Stunde Windgeschwindigkeit ständig Wasserdampf nach Südwesten abtransportiert hätte. Es sei noch erwähnt, daß sich an beinahe allen heiteren Sommertagen über dem Monte Solaro auf Capri (590 m über NN) eine orographische Wolke bildete.

Die in Abb. 6 und 7 gefundene Zunahme des Wasserdampfgehaltes läßt sich also durch thermisch bedingten turbulenten Vertikaltransport der in tieferen Schichten feuchteren Luft zwanglos erklären. Der nach oben gerichtete Vertikaltransport des Wasserdampfes wird unterstützt durch den Hangaufwind an der steilen, durch die einfallende Sonnenstrahlung überhitzten Halbinsel.

Als Quelle des Wasserdampfes kann die Verdunstung des Meeres herangezogen werden. Messungen der Verdunstung des Mittelmeeres zwischen dem italienischen Festland, Sardinien und Sizilien haben ALIVERTI u. a. (1959) durchgeführt, und zwar aus der Verdunstungsformel nach JACOBS (1951) unter Berücksichtigung der Lufttemperatur und -feuchte in 6 m über der Meeresoberfläche, der Wassertemperatur und einer mittleren Windgeschwindigkeit. ALIVERTI findet für den Zeitraum vom 25. August bis 2. September 1958 eine mittlere Verdunstung von $0,435 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}/\text{Tag} = 0,181 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}/10 \text{ Stunden} = 0,274 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}/15 \text{ Stunden}$. Dieser Wert ist niedriger als die von uns gefundene nachmittägliche Zunahme des Wasserdampfgehaltes über der Station um $1,0 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$, wenn auch von gleicher Größenordnung. Genauere Werte der Verdunstung, etwa durch eigene Messungen, würden wenig mehr Aufschlüsse geben, da auch dann noch die Frage der lokalen Verstärkung der Verdunstung durch Hangaufwind und Turbulenz unklar bliebe. Es ist ja auch nicht bekannt, in welchem Zeitraum der in nur etwa sechs Stunden nach oben transportierte Wasserdampf verdunstet ist. Die Verdunstung des Meeres während der Nacht ist nämlich nicht notwendig geringer, da dann zwar die relative Feuchte größer, aber auch die Temperaturdifferenz Wasser zu Luft größer geworden ist. Unter diesen Gesichtspunkten erscheint der von ALIVERTI mitgeteilte Wert der Verdunstung des Meeres als durchaus ausreichend, um als Quelle für die über der Station beobachtete Zunahme des Wasserdampfgehaltes zu dienen.

Die nächtliche Austrocknung der Atmosphäre kann entweder durch Vertikaltransport der feuchten Luft nach unten im Hangabwind bedingt sein; die Luft in der Höhe wird dann durch Luft aus noch höheren Schichten oder trockenere Luft von der Seite ersetzt. Daneben kann eine Advektion trockenerer Luft vom italienischen Binnenland durch die stationäre nordöstliche Grundströmung erfolgen.

Der beobachtete topogene Tagesgang des Wasserdampfgehaltes über S. Ägata dürfte also typisch sein für eine am Mittelmeer oberhalb des Seewindes gelegene Station an der Küste oder auf einer Insel.

2.2. Der Wasserdampfgehalt bei stetigen NW-Winden

Die in Abb. 9 dargestellten Tagesgänge des Gesamtwasserdampfgehaltes der Atmosphäre über S. Ägata vom 9., 13. und 14. August 1961 sind Beispiele für Tage, die durch die Advektion von See kommender Luftmassen geprägt sind.

An allen Tagen lag ein Gebiet hohen Druckes im Nordwesten und ein Gebiet tiefen Druckes im südöstlichen Mittelmeer. Das ist die Wetterlage, bei der nach KÖPPEN (1931) bei heiterem Sommerwetter die für das Etesienklima charakteristischen stetigen, nicht übermäßig starken

NW-Winde, „Maestro“ genannt, wehen. Am Boden wurden in S. Àgata westliche bis nordwestliche Winde beobachtet. Die Windgeschwindigkeit lag zwischen 1 und 3,5 m/sec und nahm im Laufe des Tages etwas zu. Der Wind hatte also nur mäßige Stärke. Die Lufttemperatur in 2 m über dem Boden zeigte nur einen sehr geringen Tagesgang von weniger als 3 °C mit dem Maximum gegen 14³⁰ Uhr.

Der Maestro reichte in Höhen bis über 6 km, wo Windgeschwindigkeiten von 15 m/sec erreicht wurden, wie aus den aerologischen Sondierungen von Rom und Cagliari entnommen wurde. An der Meßstation selbst wurden an diesen Tagen keine Radiosondenaufstiege durchgeführt. Die Höhenwinde sind also viel stärker als an den Tagen mit topogenem Tagesgang des Wasserdampfes, so daß die Advektion die topogenen Vorgänge überwog.

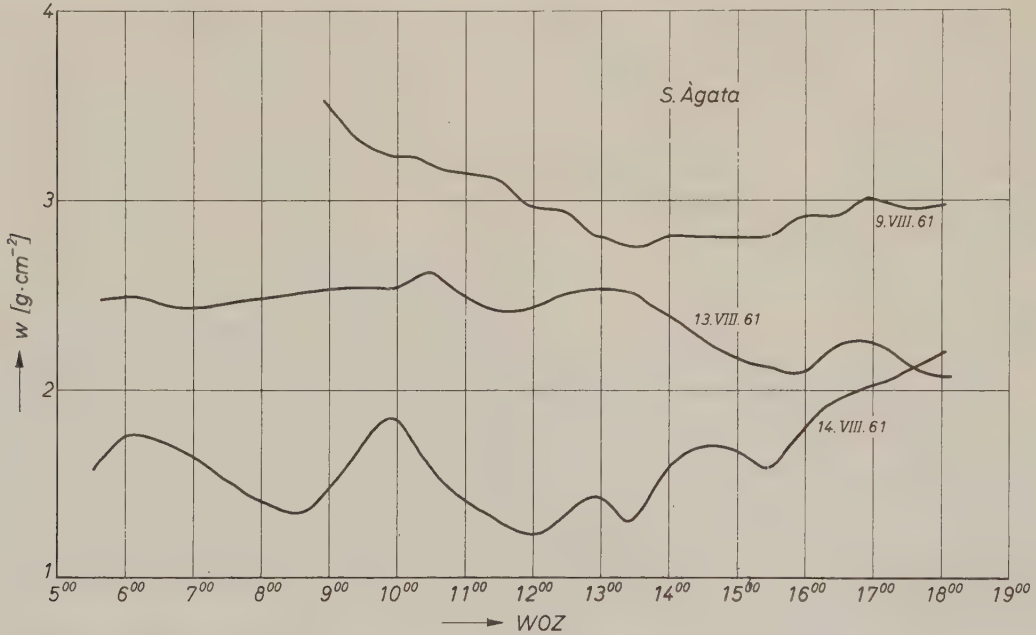


Abb. 9. Tagesgänge des Gesamtwasserdampfgehaltes an Tagen mit NW-Wind

An den betrachteten drei Tagen sind am 14. August die Änderungen des Wasserdampfgehaltes am stärksten. Es ist nicht möglich, diese Variationen zu erklären, da die Herkunft und damit die Vorgeschichte der angemessenen Luftmassen aus den zugänglichen Wetterbeobachtungen nicht zu erschließen ist. Es ist auch nicht zu entscheiden, ob vielleicht doch topogene Effekte eine Rolle spielen.

Trotz der scheinbar recht stationären NW-Strömung bei stabiler Wetterlage traten wesentliche Schwankungen des Gesamtwasserdampfgehaltes auf.

2.3. Eine advektionsbestimmte Änderung des Wasserdampfgehaltes

In Abb. 10 ist der Gesamtwasserdampfgehalt der Atmosphäre am 3., 4., 5., und 6. September 1961 hintereinander dargestellt. Während der Wasserdampfgehalt am 3., 4. und 6. September nur geringe Variationen zeigt, nimmt er am 5. September auf mehr als das Doppelte, nämlich von etwa 1,4 auf 3,3 g · cm⁻² zu. Diese starke Zunahme deutet auf

einen Luftmassenwechsel über der Meßstation hin, der aber in der Bodenwetterkarte zum Beispiel als Frontdurchgang nicht erkennbar ist. Es wurden die Wetterkarten des Deutschen Wetterdienstes (1961) verwendet.

Die Wettersituation am Boden während des betrachteten Zeitraumes ist gekennzeichnet durch eine Zone hohen Luftdruckes mit flacher Druckverteilung, die vom Ostatlantik über Südeuropa bis weit in den russischen Raum hineinreicht. Eine quer durch Deutschland verlaufende Kaltfront eines über der südwestlichen Nordsee gelegenen Teiltiefs endet über dem nordwestlichen Mittelmeer. Über der Meßstation liegt in der Höhe der 850 mb-Fläche ein Hochdruckkern, der auch bei 700 mb nur wenig verlagert ist. Am 3. und 4. September bewirkt das Absinken der Luft in diesem Hoch ein leichtes Austrocknen der Atmosphäre. Am 5. September setzt sich mit einer Ostschwenkung der Hochdruckachse im Meßgebiet

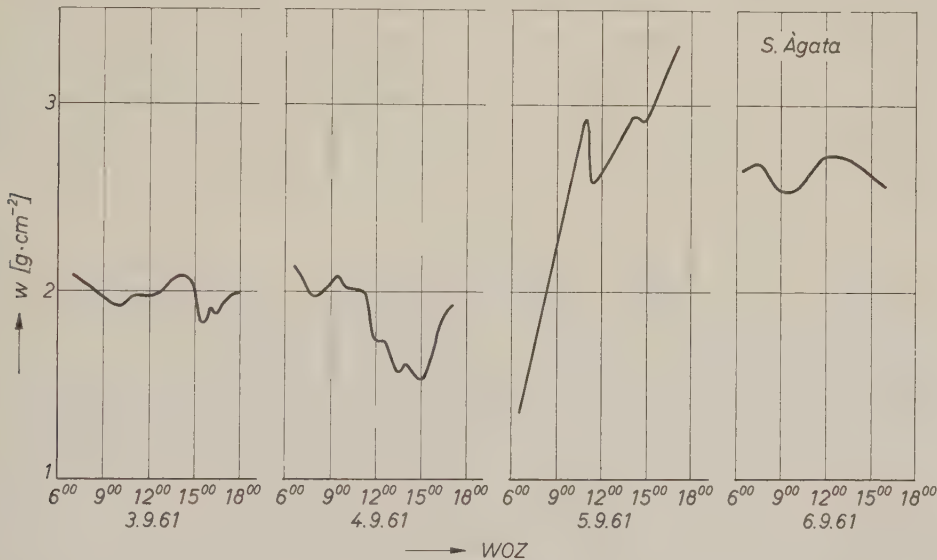


Abb 10. Advektionsbestimmter Gesamtwasserdampfgehalt an vier aufeinanderfolgenden Tagen

eine stärkere Südwestströmung durch, womit verstärkt Meeresluft herangeführt wird. In Rom nimmt die Windstärke in der 700 mb-Fläche vom 5. 9. 0⁰⁰ Uhr zum 6. 9. 0⁰⁰ Uhr von 10 auf 40 Knoten zu. Gleichzeitig zeigt die relative Topographie 500 über 1000 mb im Raum von Neapel ein 24stündiges Abkühlungsgebiet von 2°C, was auf eine Kaltluftadvektion in der Höhe hinweist. Dabei nimmt der Taupunkt in 850 mb über Messina von 0°C auf 6°C zu. Am 6. September bleibt die südwestliche Strömung erhalten. Der Gesamtwasserdampfgehalt nimmt wieder etwas ab — jedoch nicht, weil sich wieder antizyklonale Verhältnisse einstellen, sondern weil etwas trockenere Luft herangeführt wird. Über Cagliari nimmt der Taupunkt in 700 mb von 0°C am 5. 9. 0⁰⁰ auf -3°C am 6. 9. 0⁰⁰ Uhr ab.

3. Der Wasserdampfgehalt über München

Anders als bei den auf dem Jungfraujoch und in S. Agata gemessenen Tagesgängen des Gesamtwasserdampfgehaltes der Atmosphäre spielt in München die Verdunstung allein eine Rolle bei der Erklärung der topogenen¹ Tagesgänge. Sofern keine Advektion vorhanden ist,

¹ Der Begriff „topogen“ wurde in Kapitel 1 definiert.

bleibt aber aller verdunstender Wasserdampf am Ort über dem Meßplatz und trägt zur Zunahme des Gesamtwasserdampfgehaltes bei, gleichgültig bis in welche Höhen er durch irgendwelche Transportvorgänge geschafft wird. Topogene Tagesgänge sind jedoch in München ziemlich selten, weil hier windschwache und stabile Schönwetterlagen nicht häufig auftreten. Advektionsbedingte Änderungen des Gesamtwasserdampfgehaltes sind auch an heiteren Tagen die Regel. Es wurde aber festgestellt, daß die beobachteten täglichen Änderungen des Gesamtwasserdampfgehaltes sowohl der topogenen als auch der advektiv bestimmten Tagesgänge in S. Ägata und auf dem Jungfraujoch gewöhnlich stärker sind als in München.

3.1. Über den topogenen Tagesgang

In München wurde die optische Bestimmung des Gesamtwasserdampfgehaltes der Atmosphäre nicht von einem Berg, sondern von der Ebene aus durchgeführt. Deshalb trägt alles an der Erdoberfläche verdunstende Wasser sofort zur Zunahme des beobachteten Gesamtwasserdampfgehaltes bei, sofern er nicht durch Advektion von Luft anderer Feuchtigkeit verdrängt wird. Die Zunahme des Gesamtwasserdampfgehaltes w ist also das zeitliche Integral über die Verdunstung V

$$w(t) = \int_{\text{Morgen}}^t V(t) dt. \quad (3.-1)$$

Die optische Messung erfaßt allerdings nicht diejenigen Wasserdampfmengen, die kondensieren und Wolken bilden.

FRANKENBERGER (1955) hat aus den gemessenen Größen des Wärmehaushaltes der grasbewachsenen Erdoberfläche bei Quickborn in Holstein die Verdunstung bestimmt. Er teilt unter anderem stündliche Werte der Verdunstung für heitere windschwache Tage als Monatsmittelwerte mit. Summiert man gemäß Formel (3.-1) die Stundenwerte auf, so erhält man die in Abb.11 dargestellte Zunahme des Wasserdampfgehaltes. Die Landschaft bei Quickborn ist ähnlich der Umgebung von München. Insbesondere bei schwacher nord-östlicher Luftströmung kann angenommen werden, daß die Luft lange eine bezüglich der

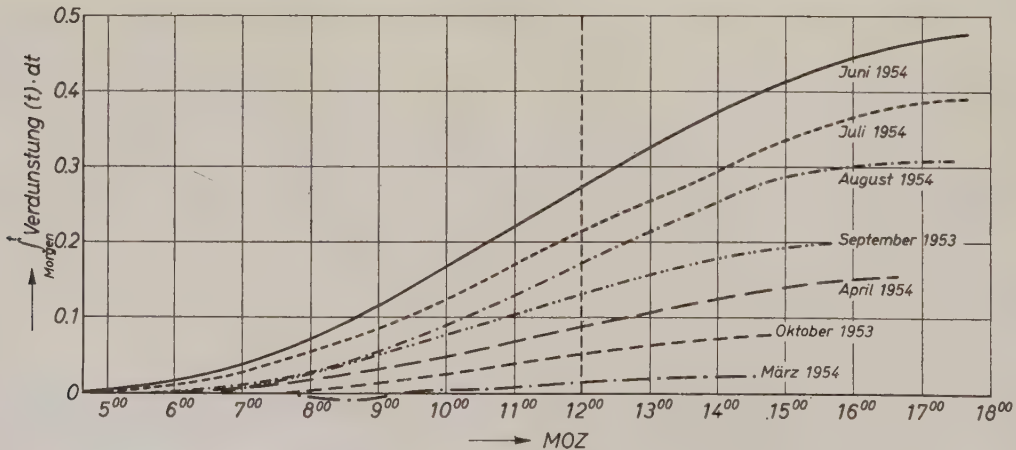


Abb.11. Tagesgang der Zunahme des Gesamtwasserdampfgehaltes durch Verdunstung nach FRANKENBERGER

mittleren Verdunstung homogene Unterlage überstrichen hat. Als homogen in diesem Sinne kann mindestens noch das böhmische Becken und die slowakische Ebene, wenn nicht sogar die Ukraine angesehen werden. Die Zunahme des Gesamtwasserdampfgehaltes der Atmosphäre durch Verdunstung ist jedoch gering. Sie beträgt sogar im Juni, dem Monat mit der stärksten Verdunstung, weniger als $0,5 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ im Laufe eines Tages. Der topogene Tagesgang kann deshalb auch bei scheinbar stabiler Wettersituation leicht durch Advektion von Luft anderer Feuchtigkeit verdeckt werden. Insbesondere ist es nicht möglich, den Tagesgang der Verdunstung (geringere Verdunstung bei niedrigem Sonnenstand) in den Messungen des Gesamtwasserdampfgehaltes eines Tages wiederzufinden.

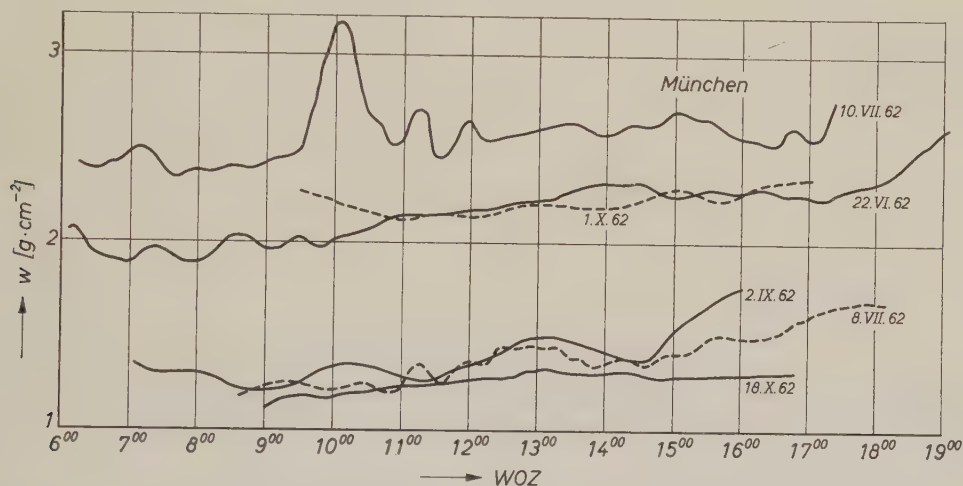


Abb. 12. Topogene Tagesgänge des Gesamtwasserdampfgehaltes

Eine Reihe von vermutlich topogenen Tagesgängen ist in Abb. 12 wiedergegeben. Es sind durchweg Tage mit schwachem nordöstlichem Wind. An diesen Tagen liegt die Zunahme des Gesamtwasserdampfgehaltes in der Größenordnung der FRANKENBERGERSchen Verdunstungswerte.

3.2. Der advektionsbestimmte Wasserdampfgehalt vom 19. bis 21. März 1962

In Abb. 13 ist der am 19. bis 21. März über München optisch bestimmte Gesamtwasserdampfgehalt der Atmosphäre w dargestellt. Hier nimmt w von etwa $0,35$ auf $0,6 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ zu. Der Gesamtwasserdampfgehalt ist an diesen Tagen über München so gering wie im Sommer oberhalb des Jungfraujoches (3570 m über NN). Die beobachtete Zunahme ist größer als sie durch Verdunstung allein sein würde. Die Analyse der Wetterkarte macht es wahrscheinlich, daß auch ein advektiver Anteil enthalten ist. Während des betrachteten Zeitraumes befand sich Deutschland unter dem Einfluß von russischer Polarluft. Dabei erstreckte sich von einem isländisch-grönländischen Hochdruckgebiet ein Keil in südöstlicher Richtung bis nach Mitteleuropa. Gleichzeitig wanderte über das Mittelmeer ein Tiefdruckgebiet in westöstlicher Richtung, das seine Geschwindigkeit gegen Ende des betrachteten Zeitraumes infolge der Ausbildung eines Höhentiefs im Raum von Sardinien verlangsamte. Dadurch wurde die auf seiner Vorderseite mitgeführte Warmluft nach Norden umgelenkt und erfaßte

mit verbreiteten Aufgleitniederschlägen den Balkanraum. Trotz der Abschwächung des hohen Druckes über Mitteleuropa blieb hier in den unteren und mittleren Schichten noch eine Ostströmung bestehen, mit der die über der Balkanhalbinsel angelangte feuchte Mittel-

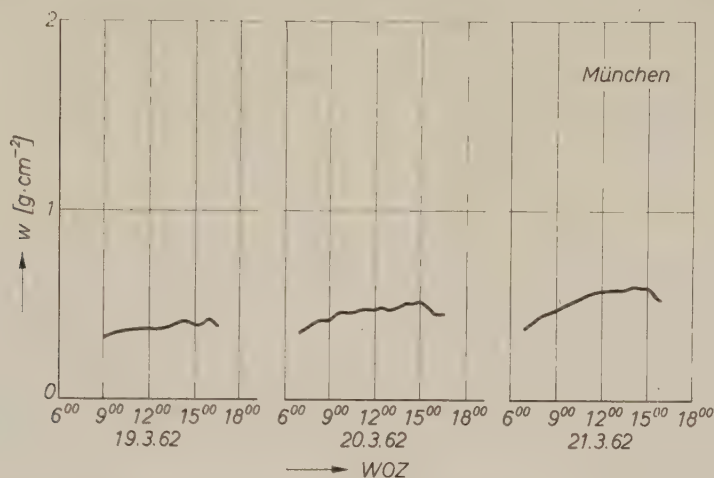


Abb. 13. Gesamtwasserdampfgehalt der Atmosphäre w über München mit advektionsbedingter Zunahme

meerluft allmählich auch auf Südbayern übergreifen konnte. Sie äußerte sich in der über München beobachteten Feuchtezunahme. Diese Entwicklung gipfelte am 22. März im Aufkommen mittelhoher Bewölkung und vereinzelter Niederschlägen in Bayern.

3.3. Der advektionsbestimmte Wasserdampfgehalt vom 13. August 1962

In Abb. 14 ist der Gang des Gesamtwasserdampfgehaltes der Atmosphäre vom 13. August 1962 dargestellt. Danach nimmt der Wasserdampfgehalt am Vormittag von etwa 2,4 auf 1,5 $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ ab und nimmt am Nachmittag wieder auf 2 $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ zu.

Am 13. August befand sich hoher Luftdruck über den britischen Inseln und der Ukraine. Mitteleuropa lag dabei in einer flachen Druckverteilung, in die die Kaltfront eines nord-

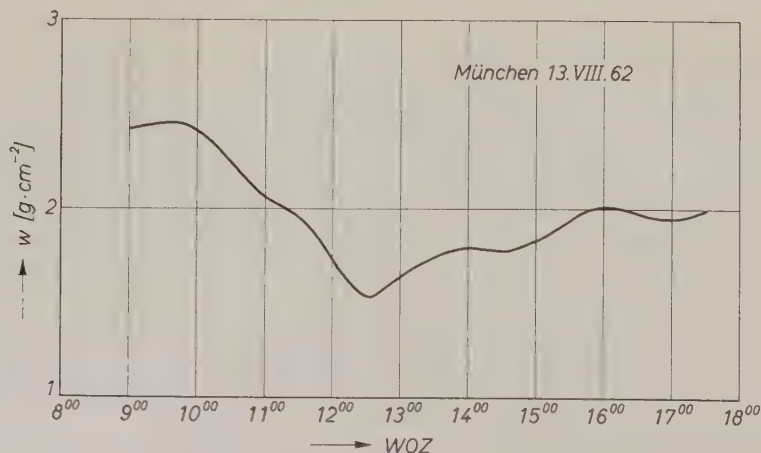


Abb. 14. Advektionsbestimmter Tagesgang des Gesamtwasserdampfgehaltes

skandinavischen Tiefs in nordost-südwestlicher Richtung eingebettet war. Diese Kaltfront verlagerte sich nur noch wenig in südöstlicher Richtung und erfaßte im Laufe des Tages auch den Münchener Raum. Da sie von Druckanstieg überlagert war, war sie hier nicht mehr wetterwirksam, jedoch war mit ihrem Durchgang eine starke Sichtzunahme und Taupunkt-
abnahme verbunden, die sich in der Abnahme des gemessenen Gesamtwasserdampfgehaltes bemerkbar machte. Schon am frühen Nachmittag wurde infolge der nach Nordosten gerichteten Verlagerung eines nordwestlich gelegenen Tiefs die Kaltfront wieder rückläufig, so daß Bayern wieder in eine feuchtwarne Subtropikluft einbezogen wurde. Damit stellte sich auch wieder die beobachtete Zunahme des Gesamtwasserdampfgehaltes der Atmosphäre ein.

3.4. Der advektionsbestimmte Wasserdampfgehalt vom 20. August 1962

In Abb. 15 ist der Gang des Gesamtwasserdampfgehaltes der Atmosphäre von 20. August 1962 dargestellt. Danach nimmt der Wasserdampfgehalt im Laufe des Tages ziemlich gleichmäßig von etwa 1,3 auf $2,4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ zu.

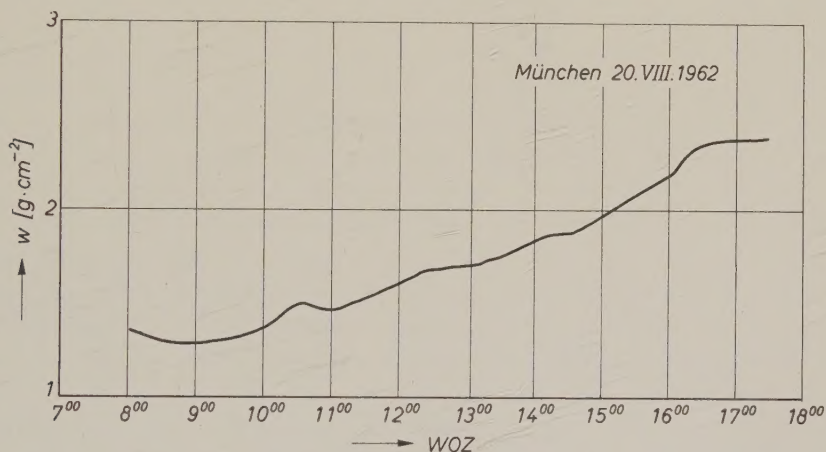


Abb. 15. Advektionsbestimmter Tagesgang des Gesamtwasserdampfgehaltes

Am 20. August erstreckte sich eine nord-südlich ausgerichtete Hochdruckzone von der norwegischen See über Südsandinavien nach Mitteleuropa, die sich unter Abschwächung nach Osten verlagerte. Gleichzeitig schwenkt der Kaltfrontausläufer eines südlich Island gelegenen Tiefs von den Britischen Inseln nach Mitteleuropa herein. Auf seiner Vorderseite fließt vorübergehend feuchtwarne Luft aus dem Biskayaraum nach Mitteleuropa ein, die die beobachtete Zunahme des Gesamtwasserdampfgehaltes der Atmosphäre bewirkt.

Die Betrachtung einer Reihe von Tagesgängen des Gesamtwasserdampfgehaltes, die in verschiedenen Klimaten beobachtet wurden, machte deutlich, daß mit dem Interferenzfilter-Aktinographen eine Fülle von meteorologischen Informationen gewonnen werden kann.

Literatur

1. G. ALIVERTI, A. DA MAIO und M. PICOTTI (1959), Sulla Evaporazione Annua dal Tirreno Meridionale. Consiglio nazionale delle ricerche Roma.
2. Deutscher Wetterdienst (Hrsg.) (1961), Täglicher Wetterbericht. Amtsblatt des Deutschen Wetterdienstes.

3. E. FRANKENBERGER (1955), Über vertikale Temperatur-, Feuchte- und Windgradienten in den untersten 7 Dekametern der Atmosphäre, den Vertikalaustausch und den Wärmehaushalt an Wiesenboden bei Quickborn/Holstein 1953/54. Ber. Dt. Wetterd. Nr. 20.
4. W. C. JACOBS (1951), Marine Meteorology. Compendium of Meteorology, p. 1057.
5. H. G. KOCH (1950), Über Winde und Wetterlagen in Südsardinien. Abh. des Met. Dienstes der DDR Nr. 1.
6. H. G. KOCH (1952), Über den Seewind von Rom. Geofisika pur. appl. **23**, 185–211.
7. W. KÖPPEN (1931), Grundriß der Klimakunde. Verlag Walter de Gruyter & Co. Berlin, 2. Aufl., S. 267.
8. M. DE QUERVAIN (1951), Zur Verdunstung der Schneedecke. Arch. Meteor. Geophys. Biokl., Ser. B **3**, 47.
9. K. SCHNEIDER-CARIUS (1953), Die Grundsicht der Troposphäre. Akad. Verlagsges. Geest u. Portig K.G., Leipzig.
10. J. REGER (1922), Der tägliche Gang der Feuchtigkeit über Lindenberg. Aus: Arb. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg, hrsg. v. H. HERGESELL XIV, 44.
11. F. STEINHAUSER (1938), Die Meteorologie des Sonnblicks, 1. Teil Hrsg. v. Sonnblick-Verein, Kommissionsverlag von Julius Springer, Wien.
12. A. VAUPEL (1958), Mikroklima und Pflanzentemperaturen auf trocken-heißen Standorten. Flora (Jena) **145**, 497–541.

Lebenslauf

Am 21. September 1932 wurde ich, Heinrich Quenzel, als einziges Kind des Kaufmanns Paul Quenzel und seiner Frau Käthe, geb. Matthes, in Waltershausen in Thüringen geboren. Dort besuchte ich von 1939 bis 1943 die Volksschule und anschließend die Oberschule. Im Herbst 1949 wechselte ich zur städtischen Internatsoberschule „Schulfarm Scharfenberg“ in Berlin-Tegel über, wo ich im Mai 1951 die Reifeprüfung bestand.

Nach einer sechsmonatigen Tätigkeit als Hilfsarbeiter in den Leuna-Werken bei Merseburg siedelte ich in die Bundesrepublik über und begann im Sommersemester 1952 das Studium der Physik sowie der Mathematik und Chemie an der Universität in Hamburg. Dort legte ich im Wintersemester 1955/56 die Diplomvorprüfung und im November 1959 die Diplomhauptprüfung für Physik ab.

Während meiner Studienzeit übte ich besonders in den ersten Jahren verschiedene Tätigkeiten zum Zwecke des Gelderwerbes aus. Später erhielt ich Studienförderung nach dem Honnefer Modell und zum Studienabschluß noch ein Stipendium des Hamburger Rotary Clubs.

Seit Ende November 1959 bin ich als wissenschaftlicher Mitarbeiter von Herrn Prof. Dr. F. Möller tätig, zunächst bis Herbst 1960 am Meteorologisch-Geophysikalischen Institut der Universität in Mainz, anschließend am Meteorologischen Institut der Universität in München.

1959 heiratete ich die Tochter des verstorbenen Gehörlosenschuldirektors Ernst Heuer aus Stettin. Wir haben zwei Kinder.

